

**Messung der Transportkoeffizienten von Fluorgas
im Temperaturbereich
thermischer Dissoziation und beginnender Ionisation**

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines
Doktor-Ingenieurs
der Fakultät für Elektrotechnik
an der Ruhr-Universität Bochum

von

H. L. HAUSMANN
Unna

Bochum 1987

Dissertation eingereicht am: 7. 7. 1987

Tag der mündlichen Prüfung: 11. 12. 1987

Referent: Prof. Dr. rer. nat. J. Mentel

Koreferent: Prof. Dr.-Ing. B. Schiek

Vorwort

Diese Arbeit wurde in der Arbeitsgruppe Grundlagen der Elektrotechnik am Lehrstuhl für allgemeine Elektrotechnik und Elektrooptik der Ruhr-Universität Bochum durchgeführt.

Für die Anregung dieser Arbeit und die intensive Betreuung und Beratung bei ihrer Durchführung danke ich Herrn Prof. Dr. Mentel.

Den Mitarbeitern des Lehrstuhls danke ich für ihre gute Zusammenarbeit, Herrn Prof. Dr. Schiek für die Übernahme des Koreferates und der Deutschen Forschungsgemeinschaft für ihre finanzielle Unterstützung.

Inhaltsverzeichnis

0. Zusammenfassung	6
1. Einleitung	8
2. Der experimentelle Aufbau	10
2.1 Die Entladungsanordnung	10
2.2 Die Gasversorgung	12
2.3 Die Stromversorgung	15
2.4 Umwandlung in einen Fluorbogen	15
3. Interferometrische Untersuchungen des Fluorbogens	22
3.1 Die Meßmethode	23
3.1.1 Die Holographie	24
3.1.2 Das Real-Time Interferometer	28
3.1.3 Das Differentialinterferometer	31
3.2 Der interferometrische Meßaufbau	37
3.3 Meßfehler aufgrund der Strahlablenkung	41
4. Auswertung der interferometrischen Messungen	42
4.1 Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit von Fluor	44
4.2 Bestimmung des radialen Temperaturverlaufs	44
4.2.1 Absolutbestimmung des Brechungsindex	48
4.2.1.1 Bestimmung der Temperatur des Maximums der Wärmeleitfähigkeit	49
4.2.1.2 Bestimmung des Ortes des Maximums der Wärmeleitfähigkeit	50
4.3 Meßergebnisse	51
4.4 Fehlerbetrachtung der interferometrischen Messungen	53
5. Spektroskopische Untersuchungen des Fluorbogens	56
5.1 Das Abbildungssystem	56
5.2 Registrierung der Spektren	57
5.2.1 Der hochauflösende Monochromator	57

5.2.2 Der optische Vielkanalanalysator	59
5.2.2.1 Wellenlängeneichung des Systems	63
5.2.2.2 Absoluteichung der Spektren	63
5.3 Das Spektrum des Fluorbogens	68
6. Auswertung der spektroskopischen Messungen	72
6.1 Messung der Elektronentemperatur an atomaren Fluor- linien	72
6.2 Messungen am Fluor-Affinitätskontinuum	77
6.2.1 Bestimmung der Elektronentemperatur	79
6.2.2 Bestimmung der Elektronendichte	83
6.3 Bestimmung der Ionendichte	86
6.4 Meßergebnisse	89
6.4.1 Diskussion der Meßergebnisse	93
6.5 Bestimmung des Stoßquerschnittes Q_{ef} zwischen Fluorato- men und freien Elektronen	94
6.5.1 Diskussion des Stoßquerschnittes	97
6.6 Fehlerbetrachtung der spektroskopischen Messungen	101
7. Anhang	106
A. Bestimmung der Meßfehler aufgrund der Strahlablenkung	106
B. Exemplarische Berechnung von $n_e \cdot f_e(u) \cdot 4\pi u^2$	109
C. Bestimmung der Driftgeschwindigkeit der Elektronen auf- grund des elektrischen Feldes	112
8. Literaturverzeichnis	113

0. Zusammenfassung

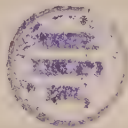
In dieser Arbeit ist eine wandstabilisierte Bogenentladung in reinem Fluor bei einer Stromstärke von 10 A mit interferometrischen und spektroskopischen Meßmethoden untersucht worden. Dazu ist ein spezielles Bogengefäß entwickelt worden, das für optische „end-on-Messungen“ geeignet ist und mit dem es möglich ist, einen Lichtbogen in reinem Fluor zu betreiben.

Mit einem Interferometer sowie einem Differentialinterferometer ist der radiale Verlauf des Brechungsindex sowie des Brechungsindexgradienten der Fluorentladung gemessen worden. Über die Leistungsbilanz ist daraus der Verlauf der Dissoziationswärmeleitfähigkeit von Fluor in Abhängigkeit von der Temperatur bestimmt worden. Das Besondere an diesem Meßverfahren ist, daß der störende Einfluß der Endräume der Entladung mit Hilfe eines holographischen Echtzeitinterferometers optisch eliminiert worden ist.

Durch spektroskopische Messungen am Fluor-Affinitätskontinuum ist die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der freien Elektronen in Abhängigkeit vom Radius gemessen worden. Desweiteren ist aus dem Intensitätsverhältnis zweier atomarer Fluorlinien der radiale Verlauf der Besetzungstemperatur T_e für hoch angeregte Zustände des Fluoratoms bestimmt worden. Aus der Verunreinigungslinie H_β wurde die Ionendichte in Abhängigkeit vom Radius ermittelt. In der Achse der Entladung hat sich dabei ein Wert von $N_i = 1,66 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ergeben. Ein Boltzmannplot der Elektronengeschwindigkeitsverteilungsfunktion hat zwei Temperaturen ergeben. Die eine Temperatur stimmt mit der interferometrisch gemessenen Gastemperatur T_g mit einem Achsenwert von 3900 K überein, die andere stimmt mit der spektroskopisch gemessenen Anregungstemperatur T_e mit einem Wert von 7780 K in der Achse der Entladung über-

ein. Aus einer Integration der Elektronengeschwindigkeitsverteilungsfunktion über die Geschwindigkeit ist die Elektronendichte n_e ermittelt worden, wobei sich in der Achse ein Wert von $1,3 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ergeben hat. Ein Vergleich der gemessenen Werte von N_i mit n_e ergibt, daß in der Fluorentladung der größte Teil der negativen Ladungsträger in Form von Ionen vorliegt.

Aus der Differenz zwischen T_e und T_g ist der integrale Stoßquerschnitt zwischen Fluoratomen und freien Elektronen Q_{ef} bestimmt worden. Für die Achse der Entladung hat sich dabei ein Wert von $2,1 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$ ergeben. Setzt man Q_{ef} in die Langevin-Formel für die elektrische Leitfähigkeit ein und integriert diese über den Bogenquerschnitt, so erhält man einen gegenüber dem Experiment viel zu niedrigen Leitwert. Daraus folgt, daß Effekte, die von der einfachen Langevin-Formel nicht erfaßt werden, zum Stromtransport beitragen müssen.



1. Einleitung

Bei der industriellen Nutzung von Plasmatechnologien nimmt Fluor eine bedeutende Rolle ein. So ist Fluor ein wichtiger Bestandteil der Eximere-Laser, die in einem Gasgemisch aus ArF, KrF oder XeF betrieben werden. Desweiteren wird Fluor beim Plasmaätzen in der Halbleitertechnologie eingesetzt. Eine weitere Anwendung findet Fluor als Hauptbestandteil des Löschgases SF_6 , das nicht nur in der Hochspannungsisolationstechnik, sondern auch bei dem Betrieb von Hochleistungsschaltern eingesetzt wird.

Bei den Versuchen einer quantitativen Beschreibung der thermischen und dielektrischen Wiederezündung des Schaltlichtbogens in SF_6 -Hochleistungsschaltern werden z. Zt. Materialdaten herangezogen, die sehr unsicher sind und allenfalls die Größenordnung wiedergeben. Wegen der Vielzahl von Komponenten, aus denen sich SF_6 bei hohen Temperaturen zusammensetzt, sind direkte Messungen an SF_6 aber nahezu aussichtslos.

Aufgrund der endlichen Reaktionsgeschwindigkeit ist nicht zu erwarten, daß sich in einem Schaltlichtbogen in den ersten 20 μs nach dem Stromnulldurchgang die der kinetischen Gas-temperatur entsprechende Gleichgewichtszusammensetzung des SF_6 einstellt. Vielmehr muß davon ausgegangen werden, daß das Bogengas zu diesem Zeitpunkt im wesentlichen aus mit Schwefel verunreinigtem Fluor besteht, und die Wärmeleitfähigkeit des SF_6 maßgeblich durch die des Fluors bestimmt wird. Aus diesem Grund hängt das Löschverhalten von SF_6 -Leistungsschaltern in starkem Maße von den kalorischen Daten und den Transporteigenschaften des heißen Fluors ab. Bei der quantitativen Beschreibung des Löschverhaltens auf der Basis physikalischer Gleichungen ist somit die Kenntnis dieser Transporteigenschaften wie der Wärmeleitfähigkeit und der

elektrischen Leitfähigkeit im Temperaturbereich thermischer Dissoziation und beginnenden Ionisation von großem Interesse. Diese Werte sind bis jetzt nur theoretisch berechnet worden; experimentelle Daten liegen nicht vor.

In dieser Arbeit soll die Wärmeleitfähigkeit von Fluor mit ihrem Maximum im Dissoziationsbereich in Abhängigkeit von der Temperatur sowie der integrale Stoßquerschnitt Q_{ef} von Fluoratomen mit thermischen Elektronen experimentell bestimmt werden. Mit Kenntnis dieses Stoßquerschnittes Q_{ef} kann dann direkt die elektrische Leitfähigkeit von SF_6 berechnet werden.

Der Temperaturbereich thermischer Dissoziation und beginnender Ionisation läßt sich experimentell am besten mit einem Lichtbogen niederer Stromstärke realisieren. Deshalb ist zunächst eine Bogenapparatur entwickelt worden, mit der es möglich ist, einen Lichtbogen in reinem Fluorgas zu betreiben, und die für spektroskopische und interferometrische Messungen geeignet ist.

Der integrale Stoßquerschnitt Q_{ef} kann aus spektroskopisch bestimmbaren Größen ermittelt werden. Für die spektroskopischen Messungen ist der Fluorbogen mit einem speziellen Abbildungssystem „end-on“ auf den Spalt eines Spektrographen abgebildet worden. Aus dem Emissionsspektrum des Fluorbogens wurden dann die radialen Verläufe der Elektronentemperatur und der Elektronendichte ermittelt.

Bei der Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit außerhalb des leitfähigen Kanals der Entladung versagen spektroskopische Meßmethoden. Die zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit benötigten radialen Verläufe der Gastemperatur sowie des Temperaturgradienten sind deshalb mit interferometrischen Meßmethoden aus der Gasdichte ermittelt worden.

2. Der experimentelle Aufbau

Da es sich bei Fluor nicht nur um eines der giftigsten, sondern auch um eines der aggressivsten Elemente handelt, konnten - da es fast keine fluorbeständigen Werkstoffe gibt /1/ - bei dem Aufbau des Bogengefäßes sowie der Gasversorgungsanlage nur Materialien verwendet werden, die sich passivieren lassen, d.h., die beim erstmaligen Einwirken von Fluor mit diesem reagieren und eine Fluoridschutzschicht bilden, die dann bei niedrigen Temperaturen gegen Fluor resistent ist.

Um die Wandtemperatur im Innern des Entladungsgefäßes möglichst niedrig zu halten, sind alle Metallteile des Gefäßes aus Kupfer gefertigt worden, da Kupfer von den in Frage kommenden Materialien die größte Wärmeleitfähigkeit hat. Die Gaszuführungen bestehen aus Vitonschläuchen sowie Edelstahlrohren. Für alle transparenten dem Fluor ausgesetzten Teile des Entladungsgefäßes wurde Al_2O_3 bzw. Saphir verwendet.

2.1 Die Entladungsanordnung

Das zu entwickelnde Entladungsgefäß muß nicht nur den Betrieb eines Lichtbogens in reinem Fluor gestatten, es soll auch für interferometrische „end-on-Messungen“ geeignet sein. Aus diesem Grund sind die Elektroden seitlich an dem Entladungsgefäß angebracht worden. Abb. 2.1 zeigt den schematischen Aufbau des Bogengefäßes. In der Achse befindet sich ein Rohr aus transluzentem Al_2O_3 ($d = 18,3 \text{ mm}$), das von einem Glasrohr umgeben ist. Am oberen und unteren Ende wird das Gefäß durch Saphirfenster optischer Qualität abgeschlossen. Die seitlichen Arme sind kaskadiert aus einzelnen Kupferscheiben aufgebaut. Die Kupferscheiben werden durch Dichtungen aus Viton elektrisch gegeneinander isoliert. Zusätzlich eingebrachte O-Ringe aus Viton dichten das Entladungs-

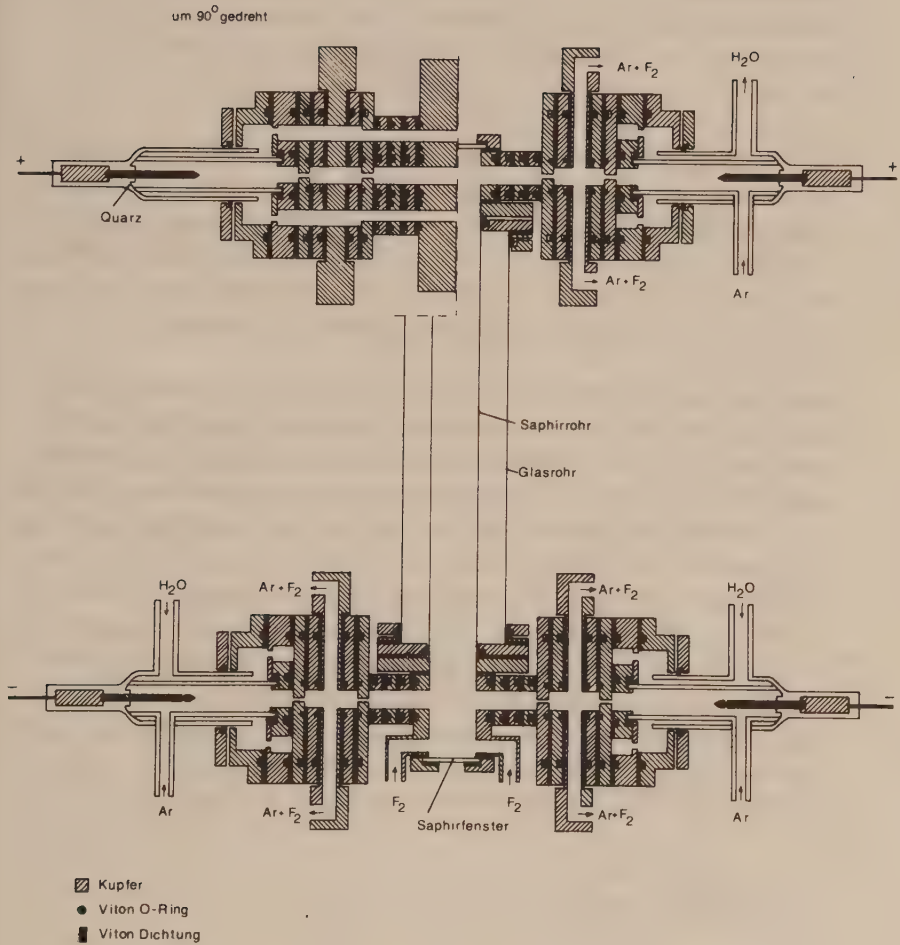


Abb. 2.1: Schematischer Aufbau des Bogengefäßes

gefäß nach außen ab. An den Enden der seitlichen Arme sind die aus Quarz bestehenden Elektrodenräume angeflanscht. Die Elektroden bestehen aus thoriertem Wolfram und sind über Molybdän-Bänder in die Elektrodenräume eingeschmolzen. Aus Symmetriegründen werden jeweils zwei Anoden und Kathoden verwendet, die mit dem Hauptentladungsgefäß ein Doppel-T bilden.

Das Bogengefäß ist wassergekühlt. Das Kühlwasser wird an den Elektroden ein- bzw. herausgelassen, durchströmt die Seitenarme und umspült das im Zentrum des Gefäßes angeordnete Entladungsrohr axial. Um den Verlauf des Kühlwassers innerhalb der seitlichen Arme zu verdeutlichen, ist der Seitenarm oben links in Abb. 2.1 um 90^0 gedreht gezeichnet worden.

Während des Betriebs der Entladung wird ein stetiger Fluor- und Argonstrom aufrechterhalten. Das Fluor wird am unteren Ende des senkrecht stehenden Entladungsgefäßes eingelassen und strömt zum einen - bedingt durch die Konvektion - durch das Hauptentladungsrohr in den oberen Teil des Bogengefäßes; zum anderen strömt das Fluor in die seitlichen Arme. An den vier Elektroden wird ein stetiger Argonstrom eingelassen, um diese vor dem aggressiven Fluor zu schützen. Das Argon strömt dem Fluor entgegen. Beide Gase treffen sich an den Gasauslässen in der Mitte der Seitenarme und werden gemeinsam abgepumpt. Durch die Verengung der Querschnitte zu beiden Seiten der Gasauslässe wird die Strömungsgeschwindigkeit erhöht, um eine Gegendiffusion der Gase zu verhindern.

2.2 Die Gasversorgung

Der Gasanschlußplan des Bogenaufbaus ist in Abb. 2.2 dargestellt. Der für den Betrieb der Entladung erforderliche kontinuierliche Argon-Strom läßt sich durch die Nadelventile V1

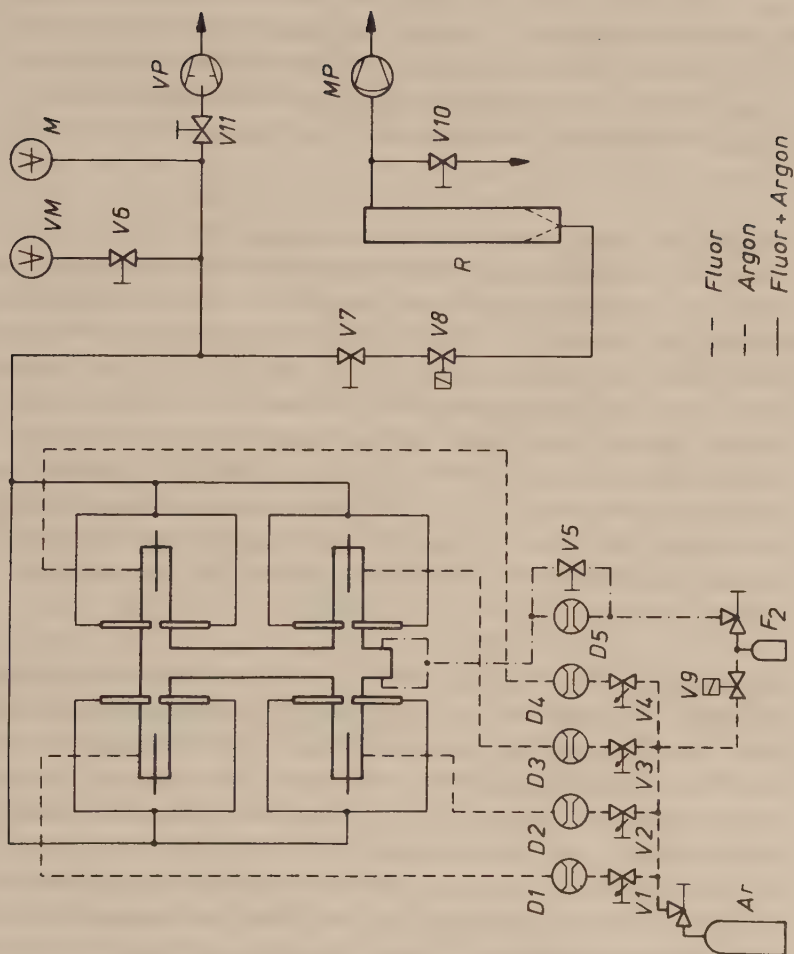


Abb. 2.2: Der Gasanschlußplan

bis V4 einstellen und wird von den Schwebekörperdurchflußmengenmessern D1 bis D4 angezeigt. Die Durchflußrate des Fluors muß sehr genau und reproduzierbar einstellbar sein. Aus diesem Grund ist zur Regelung des Fluor-Gasstroms eine thermische Massendurchflußmeß- und Regeleinheit D5 eingesetzt worden. Während des Betriebs der Fluorentladung wird an den Anoden ein typischer Argondurchfluß von 100 ml/min und an den Kathoden von 90 ml/min aufrechterhalten. Die Fluor-Durchflußrate beträgt dann 135 ml/min.

Das an den Gasauslässen des Entladungsgefäßes austretende Argon-Fluor-Gasgemisch wird von der Membranpumpe MP über den Reaktor R abgepumpt. Über das Ventil V10 wird zum Druckausgleich Luft angesaugt, da die Pumpleistung der Membranpumpe nicht reduziert werden kann. In dem Reaktor wird das vorhandene Fluor chemisch gebunden. Er besteht aus einem Quarzzylinder, der mit Aktivkohle gefüllt ist. Bei der stark exothermen Reaktion des Fluors mit der Aktivkohle entsteht Kohlenstoffmonofluorid und ein Gasgemisch höherer Fluoride, das zum größten Teil aus CF_4 besteht /2/. Während CF_4 ein inertes Gas ist, fällt CF als Feststoffabfall an und kann problemlos beseitigt werden.

Um eine lange Lebensdauer der mit Fluor in Berührung kommenden Teile zu gewährleisten, muß nach jedem Versuchsende das noch in der Anlage befindliche Fluor entfernt werden. Dazu wird die gesamte Anlage über das Magnetventil V9 bis zu einem an dem Schaltmanometer M einstellbaren Maximaldruck mit Argon gefüllt. Die Membranpumpe MP pumpt dann nach Öffnen des Magnetventils V8 das entstandene Fluor-Argon-Gasgemisch ab und evakuiert die Anlage bis zu einem am Manometer M einstellbaren Minimaldruck. Dieser Vorgang wird mehrere Stunden lang wiederholt, bis die Fluorkonzentration in der Anlage auf ein ungefährliches Maß gesunken ist. Während des Spülens wird der Fluor-Durchflußregler D5 über das Kugelventil V5

kurzgeschlossen, da der Regler nur eine maximale Durchflußrate von 150 ml/min zuläßt, die für den Spülvorgang zu gering ist.

Der zur Zündung der Entladung erforderliche Unterdruck wird durch die Vakuumpumpe VP erzeugt. Sie wird nach der Zündung mit dem Kugelventil V11 vom Rest der Anlage getrennt.

2.3 Die Stromversorgung

Zur elektrischen Versorgung des Lichtbogens stand ein Netzgerät der Firma Heinzinger zur Verfügung, das für einen maximalen Strom von $I = 20 \text{ A}$ und für eine maximale Spannung von $U = 1,5 \text{ kV}$ ausgelegt ist. Der negative differentielle Widerstand der Bogenentladung wurde mit einem Vorwiderstand von $R = 70 \text{ } \Omega$ kompensiert. Um eine gleichmäßige Aufteilung des Stroms auf die vier Elektroden des Entladungsgefäßes zu gewährleisten, ist zusätzlich jede Elektrode mit einem einstellbaren Vorwiderstand von $R = 10 \text{ } \Omega$ versehen worden. Um den Vorwiderstand und damit die an ihm abfallende Spannung möglichst klein zu halten, wurde der differentielle Widerstand der Entladung nur für Ströme von $I \geq 5 \text{ A}$ kompensiert. Bei Strömen von $I > 10 \text{ A}$ wird der Bogen wegen des großen Bogengefäßdurchmessers von $d = 18,3 \text{ mm}$ magnetisch instabil /3/ und verformt sich zu einer Helix. Die Messungen an dem Fluorbogen sind bei einem Druck von $P = 1 \text{ bar}$ und einem Strom von $I = 5\text{-}10 \text{ A}$ durchgeführt worden.

2.4 Umwandlung in einen Fluorbogen

Gezündet wird der Bogen im Paschen-Minimum in reinem Argon, das dann langsam durch einen stetigen Fluorstrom ersetzt wird, bis sich nur noch reines Fluor in dem Entladungsrohr

befindet.

Bei der Umwandlung eines Argon- in einen Fluorbogen lassen sich mehrere Phasen beobachten. Um diese Phasen deuten zu können, wurde das optische Spektrum der Entladung während der Umwandlung registriert. Die Beobachtung des Spektrums erfolgte in Richtung der Entladungsachse („end-on“).

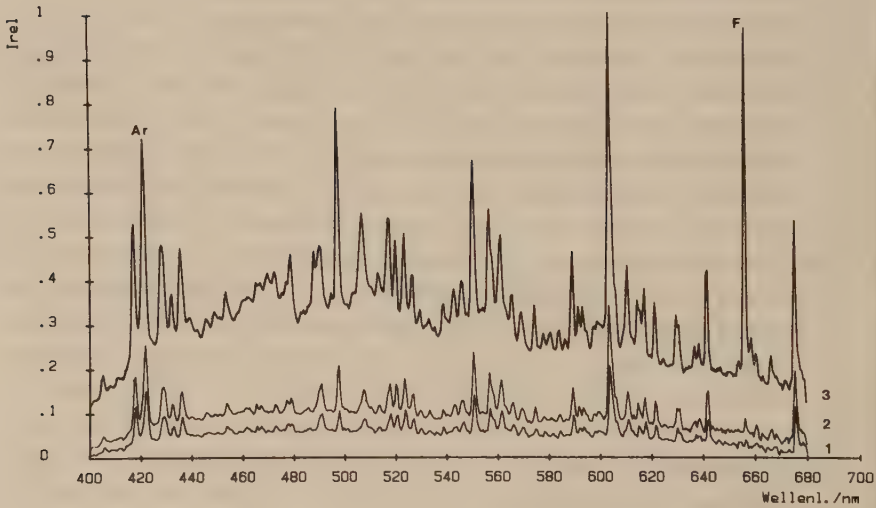


Abb. 2.3: Umwandlung des Argonbogens in einen Fluorbogen im Spektralbereich von 400 bis 700 nm
Kurve 1: reiner Argonbogen
Kurve 2 und 3: der Bogen mit steigender Fluorkonzentration

Ein Spektrum aus der ersten Phase der Umwandlung des Argon-

in einen Fluorbogen zeigt Abb. 2.3. Kurve 1 stellt das Spektrum des reinen Argonbogens dar. Mit steigender Fluorkonzentration (Kurve 2 und Kurve 3) steigt auch die Intensität der Argonlinien. Es wurden dabei Intensitätsanstiege bis zu einem Faktor 10 beobachtet. Abb. 2.4 zeigt die Umwandlung im UV-Teil des Spektrums. An der Liniengruppe bei 420 nm läßt sich der Intensitätsanstieg der Argonlinien mitverfolgen; gleichzeitig bildet sich das Fluor-Affinitätskontinuum aus.

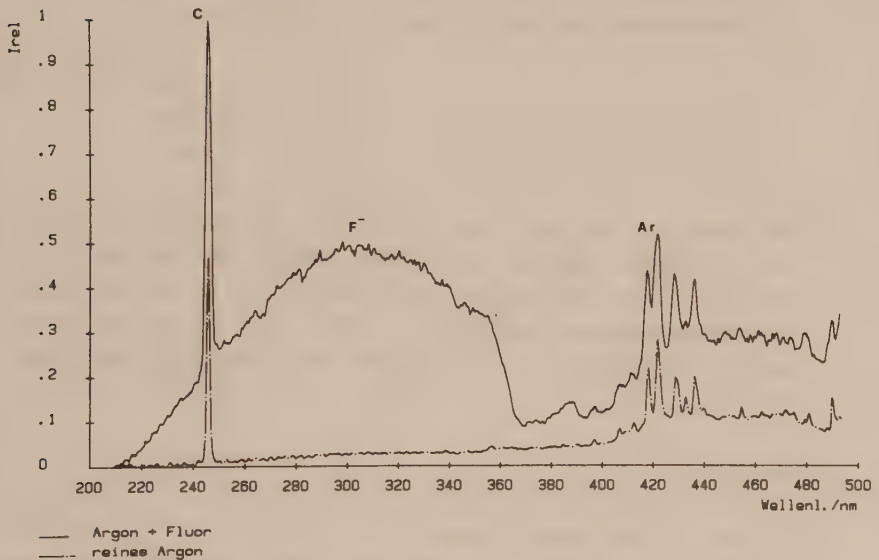


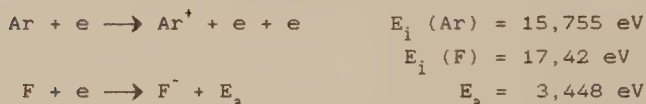
Abb. 2.4: Umwandlung des Argonbogens in einen Fluorbogen im Spektralbereich von 200 bis 500 nm

Obwohl bei konstantem Strom der Bogendurchmesser mit wachsender Fluorkonzentration abnimmt, und damit die Feldstärke und Temperatur des Bogens wächst, was durch die im Vergleich

zum Argon hohe Wärmeleitfähigkeit des Fluors verursacht wird, reicht dieser Temperaturanstieg nicht aus, um einen Intensitätsanstieg der Argonlinien um einen Faktor 5 - 10 zu erklären; denn gleichzeitig nimmt die Argonkonzentration auf höchstens einige Prozent des reinen Argonbogens ab.

Eine mögliche Erklärung wäre folgende:

Wegen der hohen Ionisationsenergie von atomarem Fluor ($E_i = 17,4 \text{ eV}$) /4/ kommt es in der Entladung bevorzugt zu einer Ionisation der Verunreinigungen mit niedriger Ionisationsenergie. Die Elektronen, die dabei frei werden, bilden mit den Fluoratomten teilweise negative Fluorionen:



Die positiven und die negativen Ionen, in unserem Fall Ar^+ und F^- , haben - wie von den Eximer-Lasern bekannt ist - einen sehr großen Rekombinationsquerschnitt. Es bildet sich als Zwischenprodukt ein Eximermolekül, das wiederum in ein angeregtes Atom und in das Halogenatom im Grundzustand zerfällt.



Daß auch in der heißen Bogenachse die für diesen Prozeß benötigten F^- -Ionen in ausreichender Zahl vorhanden sind, geht aus dem gemeinsamen Auftreten des F^- -Kontinuums mit den Argon-Linien in Abb. 2.4 hervor, das in der Bogenachse bei einem Strom von $I = 10 \text{ A}$ aufgenommen wurde.

Durch diesen Prozeß werden Verunreinigungen, die in der Fluorentladung vorhanden sind und deren Ionisationsenergie niedriger als die des Fluors ist, stärker angeregt, als es der

Elektronentemperatur entspricht. Diese Deutung wird auch durch die erhöhte Emission der Kohlenstoffresonanzlinie bei 247,8 nm (Abb. 2.4) unterstützt. Die Anregung des oberen Niveaus dieser Linie ($3s^1p^0$) kommt durch folgenden Prozeß zustande:

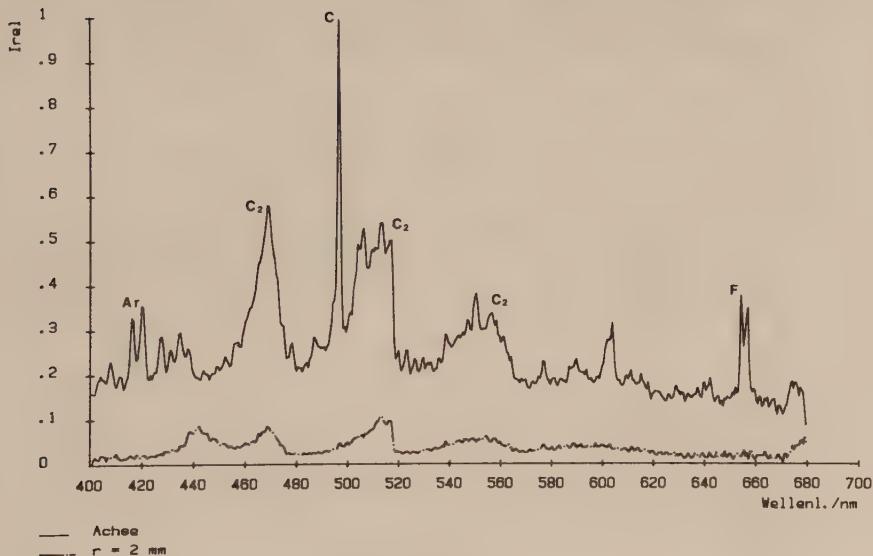
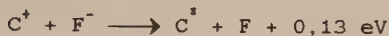


Abb. 2.5: Die grüne Umwandlungsphase

In der zweiten Phase leuchtet der Bogen in einem sehr hellen strahlenden Grün, das durch die Emission der Swan-Banden des C_2 -Moleküls produziert wird. Der Kohlenstoff gelangt vermutlich in der Form von CF in die Entladung, welches hauptsäch-

lich durch die Reaktion des Fluors mit den Vitonschläuchen und Vitondichtungen entsteht. Durch die Passivierung des Vitons nimmt die CF-Zufuhr allmählich ab. Abb. 2.5 zeigt das Spektrum dieses Bogens in der Achse und am Rand der Entladung. Bei der Linie bei 495,7 nm handelt es sich um die Resonanzlinie des Kohlenstoffs bei 247,86 nm in der zweiten Ordnung des Gitters.

In der dritten Phase erstrahlt der Bogen in blauem Licht. Die nun diffuse Entladung füllt mehr als die Hälfte des Entladungsgefäßes. Abb. 2.6 zeigt das Spektrum dieses Bogens in der Achse und am Rande der Entladung. Die Emission von Verunreinigungen, wie z.B. den Swan-Banden, ist stark redu-

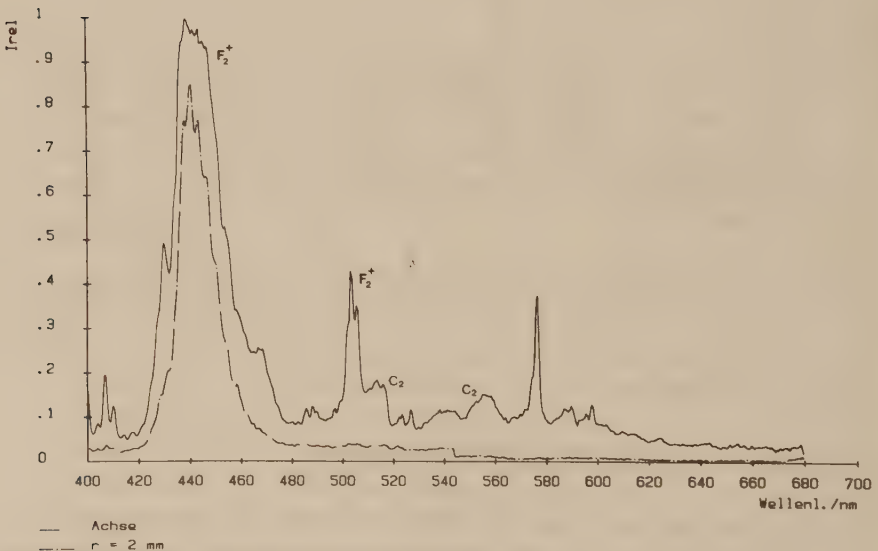


Abb. 2.6: Molekularer Fluorbogen

ziert, atomare Fluorlinien treten nicht auf. Die gesamte Strahlung wird von einer im Blauen angesiedelten Molekülbande erzeugt, die mit den nach /5/ zwischen 422 nm und 509 nm liegenden F_2^+ -Banden übereinstimmt.

Wegen der niedrigen Dissoziationsenergie von Fluor ($E_D = 1,6$ eV) /6/ erscheint es auf den ersten Blick überraschend, daß sich bei einem Strom von $I = 10$ A ein molekularer Fluorbogen ausbildet. Betrachtet man aber andererseits die Ionisationsenergie von F_2 /6/, die niedriger als die von atomarem Fluor ist, und die Dissoziationsenergie von F_2^+ -Ionen /6/, die höher als die von F_2 -Molekülen ist,

$$E_i(F_2) = 15,7 \text{ eV} < E_i(F) = 17,4 \text{ eV}$$

$$E_D(F_2^+) = 3,34 \text{ eV} > E_D(F_2) = 1,6 \text{ eV}$$

so erscheint es einleuchtend, daß die F_2^+ -Ionen erst bei wesentlich höheren Temperaturen als die F_2 -Moleküle in ihre Bestandteile zerfallen und damit auch in der Achse der Entladung existieren können.

In der vierten Phase handelt es sich um eine stark eingeschnürte rote Entladung. In dieser Phase hat sich ein atomarer Fluorbogen ausgebildet, dessen Farbe auf die im roten Spektralbereich angesiedelten Fluorlinien zurückzuführen ist.

3. Interferometrische Untersuchungen des Fluorbogens

Die Wärmeleitfähigkeit von Fluor hat, wie die aller molekularen Gase, im Temperaturbereich thermischer Dissoziation ein ausgeprägtes Maximum. Die Kenntnis dieser „Dissoziationswärmeleitfähigkeit“ von Fluor ist daher für die Lichtbogenlöschung in SF_6 -Schaltern von großem Interesse.

Im Temperaturbereich thermischer Dissoziation überwiegt aufgrund des Temperaturgradienten im heißen Teil der Entladung der Partialdruck der Atome und im kälteren Teil der Partialdruck der Moleküle. Mit dem Temperaturgradienten in diesem Gebiet bildet sich daher auch ein Partialdruckgradient aus, der Diffusionsströme zur Folge hat. Die Diffusion der Moleküle verläuft dabei in Richtung des Temperaturgradienten, die der Atome in entgegengesetzte Richtung. Mit diesem Teilchendiffusionsstrom ist aber auch ein Wärmetransport verbunden, da die in heißere Gebiete diffundierten Moleküle dissoziiert werden. Die dabei aufgebrachte Dissoziationsenergie wird durch die Diffusion der Atome in die kälteren Randschichten der Entladung transportiert und dann durch Rekombination an die Umgebung abgegeben.

Die Dissoziationsenergie von molekularem Fluor ($E_d = 1,602$ eV) ist deutlich niedriger als die Ionisationsenergie von Fluor ($E_i = 17,418$ eV). Aus diesem Grund ist der Temperaturbereich der thermischen Dissoziation innerhalb der Entladung räumlich getrennt von dem höheren Temperaturbereich der beginnenden thermischen Ionisation, wo das Gas elektrisch leitfähig wird. Er befindet sich zwischen der heißen, elektrisch leitenden Bogensäule und der wassergekühlten Wand im dunklen, nicht leuchtenden Teil der Entladung. In diesem Fall werden als Meßwerte für die Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit der integrale Leistungsumsatz pro Längeneinheit der Bogenentladung sowie die radiale Verteilung der Gastempera-

tur außerhalb der leitfähigen Säule benötigt. Diese kann durch Messung des Verlaufs des Brechungsindex $n(r)$ in der dunklen Zone der Entladung bestimmt werden /7/.

3.1 Die Meßmethode

In einer zylindersymmetrischen Bogenentladung bildet sich ein radiales Temperaturprofil aus. In Richtung der Bogenachse ist die Temperatur und damit der Brechungsindex konstant. Wird das Entladungsgefäß „end-on“ mit der parallelen Wellenfront eines aufgeweiteten Laserbündels durchstrahlt, so wird die Wellenfront rotationssymmetrisch zur Bogenachse verformt. Die Phasenänderung infolge der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex läßt sich dann mit interferometrischen Meßmethoden bestimmen. Aufgrund des speziellen Bogengefäßes kommt allerdings an den Enden des Lichtbogens zu der radialen Temperaturverteilung ein axialer Anteil hinzu. Da diese Gebiete niedriger Temperatur wesentlich zur gesamten optischen Weglänge beitragen, muß der Einfluß der Endräume bei der Bestimmung des Brechungsindex eliminiert werden. Dies kann mit Hilfe eines „Real-Time-Verfahrens“ erreicht werden, mit dem die Differenz der optischen Weglängen zweier unterschiedlich langer Bögen mit identischen Endräumen optisch ermittelt wird. Dazu wird die durch das Temperaturprofil des Lichtbogens mit der Länge l_1 deformierte Wellenfront des Laserbündels auf einer Photoplatte holographisch zwischengespeichert. Nach der Kürzung des Entladungsrohres wird diese Welle rekonstruiert.

Beim interferometrischen Meßverfahren wird die im Hologramm gespeicherte Welle durch den Referenzstrahl rekonstruiert. Gleichzeitig wird sie mit einer zweiten Wellenfront überlagert, die durch einen gekürzten Bogen der Länge l_2 deformiert wird. Das Interferogramm, das durch die Superposition

dieser beiden Wellenfronten entsteht, zeigt den optischen Wegunterschied zwischen den beiden Wellen.

Beim differentialinterferometrischen Verfahren wird mit dem Objektstrahl des gekürzten Bogens aus dem Hologramm eine Welle in Richtung des ehemaligen Referenzstrahls erzeugt. Dabei entsteht eine Welle, die der Welle entspricht, die ein Lichtbogen der Differenzlänge $\Delta l = l_1 - l_2$ erzeugen würde.

Die Messungen sind mit diesen beiden interferometrischen Verfahren durchgeführt worden. Abb. 3.7 zeigt den schematischen Aufbau der gesamten Meßanordnung, der sich prinzipiell in drei Teile unterteilen läßt: den holographischen Aufbau, mit dem die Hologramme aufgenommen und rekonstruiert werden, eine Abbildungsoptik, mit der interferometrische Messungen durchgeführt werden sowie eine Abbildungsoptik, für die differentialinterferometrischen Messungen.

Erste Interferogramme des Fluorbogens haben gezeigt, daß dieser durch das Erdmagnetfeld deutlich aus der Achse des Entladungsgefäßes ausgelenkt wurde. Abb 3.1 zeigt ein solches Interferogramm. Da dies die Auswertung der Interferogramme erheblich erschwert, ist die Horizontalkomponente des Erdmagnetfeldes mit einer Helmholtzspule kompensiert worden. Die Spule hat einen Durchmesser von $d = 1,2 \text{ m}$ und ist nach /8/ berechnet worden. Abb. 3.2 zeigt den gesamten Versuchsaufbau.

3.1.1 Die Holographie

Zur Aufnahme der für das Real-Time-Verfahren benötigten Hologramme wird das Bogengefäß der Länge l_1 mit der ebenen

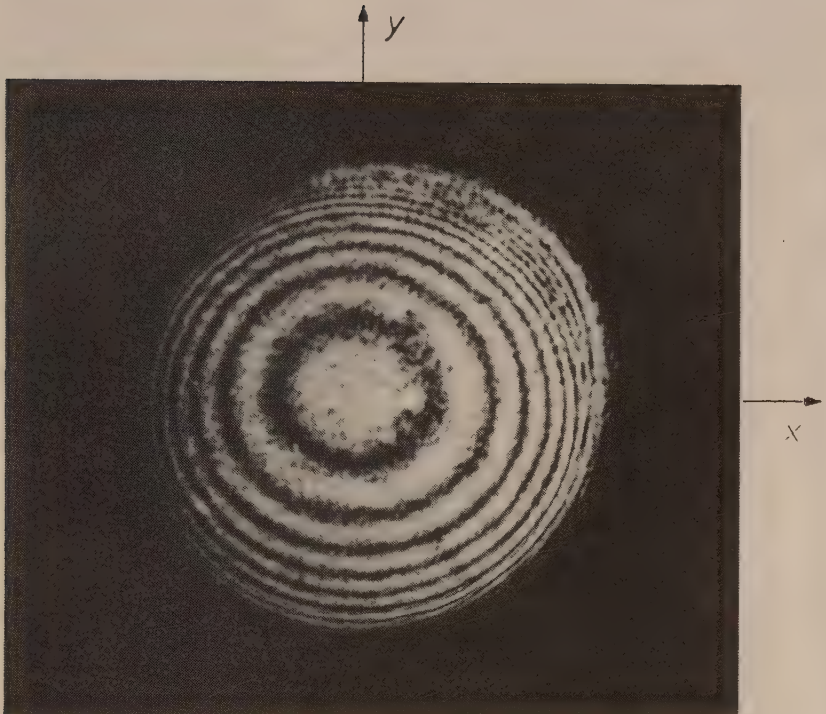


Abb. 3.1: Interferogramm des Fluorbogens ohne Kompensation des Erdmagnetfeldes

Wellenfront eines Objektstrahls durchstrahlt. Dabei wird die Wellenfront aufgrund des Temperaturprofils des Lichtbogens deformiert und fällt auf eine Hologrammplatte. Durch die Überlagerung dieser Welle mit der ebenen Welle eines gegen die Hologrammplatte geneigten Referenzstrahls (siehe Abb. 3.7) wird die Phasenfunktion der Objektwelle in Form eines Schwärzungsgitters auf der Hologrammplatte gespeichert.

Haben Objekt- und Referenzwelle die Form

$$O(x,y) = O_0(x,y) e^{-j\phi(x,y)} \quad (3.1)$$

$$R(x,y) = R_0(x,y) e^{-j\varphi(x,y)} \quad (3.2)$$

so gilt für die Intensitätsverteilung $I(x,y)$ bei der Überlagerung dieser Wellen:

$$I(x,y) = |R + O|^2 \quad (3.3)$$

Hierbei sind x und y Koordinaten in der Ebene der Hologrammplatte. In dem interferometrischen Aufbau, den Abb. 3.7 zeigt, wird das Austrittsfenster des Bogengefäßes jedoch auf die Hologrammplatte und diese in die Kameraebene abgebildet. Aus diesem Grund können in der Objekt- und Bildebene die selben Koordinaten - gegebenenfalls mit einem Maßstabsfaktor versehen - verwendet werden.

Wird nun die Hologrammplatte mit diesem Interferenzbild beleuchtet, so ergibt sich nach der Entwicklung eine Schwärzungsverteilung, die von der Transmissionskennlinie des Photomaterials und der Intensitätsverteilung des Interferenzbildes abhängig ist. Das benutzte Photomaterial (Agfa 8E75, 10E75) hat eine Transmissionskennlinie der Steigung β , die in der Nähe des Arbeitspunktes t_b linear ist /9/. Das Interferenzgitter führt dann zu folgender Schwärzungsverteilung $t(x,y)$ auf der Hologrammplatte:

$$\begin{aligned} t(x,y) &= t_b + \beta I(x,y) \\ &= t_b + \beta (|O|^2 + |R|^2 + O^*R + OR^*) \end{aligned} \quad (3.4)$$

Die Messungen wurden mit sogenannten „Phasenhologrammen“ durchgeführt. Diese werden dadurch erzeugt, daß die entwickelte Hologrammplatte einer Bleichprozedur unterworfen wird, bei der die Schwärzung in einen optischen Wegunterschied überführt wird. Im folgenden wird jedoch die Rekonstruktion von „Amplitudenhologrammen“ beschrieben, da die

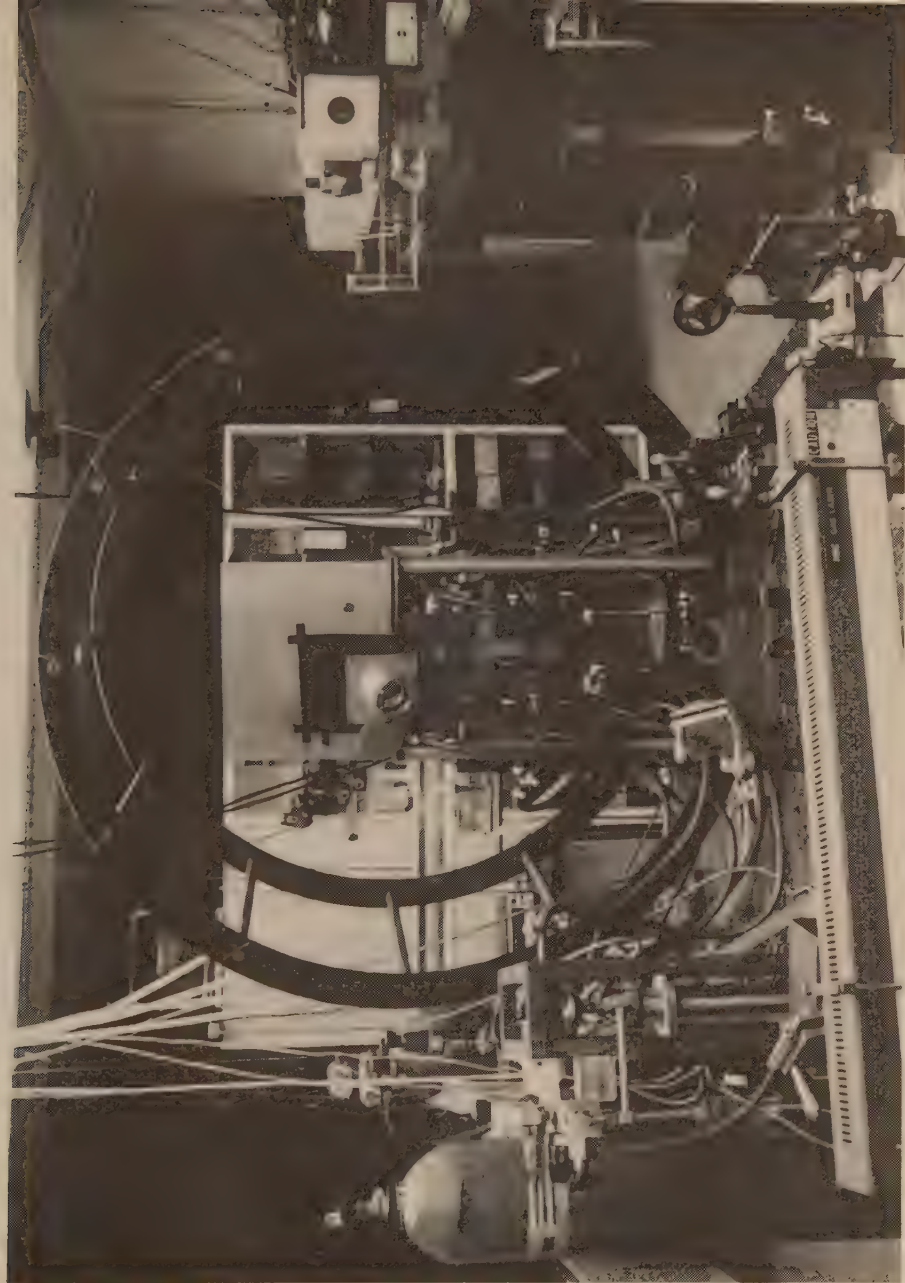


Abb. 3.2: Der gesamte Versuchsaufbau

mathematische Beschreibung von Amplitudenhologrammen weniger aufwendig ist, letztlich jedoch zum gleichen Ergebnis führt /10/.

3.1.2 Das Real-Time Interferometer

Zur interferometrischen Untersuchung des Fluorbogens wird die entwickelte und repositionierte Hologrammplatte erneut mit der Referenzwelle beleuchtet. Es entstehen dabei drei Wellen, die das Hologramm unter verschiedenen Winkeln verlassen:

$$R \cdot t(x,y) = R \left[t_b + \beta (|O|^2 + |R|^2) \right] + \beta R^2 O^* + \beta |R|^2 O \quad (3.5)$$

Der letzte Summand dieser Gleichung beschreibt die rekonstruierte Objektwelle (virtuelles Bild). Gleichzeitig entsteht eine Welle, die zur Objektwelle konjugiertkomplex ist (reelles Bild) sowie die transmittierte Referenzwelle.

Dieser rekonstruierten Objektwelle wird nun eine zweite Objektwelle O' überlagert, die einen gekürzten Lichtbogen der Länge l_2 durchstrahlt hat und damit nur in der Phasenfunktion geändert ist.

$$O'(x,y) = O'_0(x,y) \cdot e^{-j\phi'(x,y)} \quad (3.6)$$

In der Bildebene ergibt sich durch die Überlagerung dieser beiden Wellen (mit $O'_0 = O_0 \beta R_0^2$) ein Interferenzbild der Intensitätsverteilung I_B , das nur von der Phasendifferenz $\phi - \phi'$ abhängig ist.

$$\begin{aligned} I_B(x,y) &= |O' + Rt|^2 \\ &= |O'|^2 + \beta^2 R_0^4 |O|^2 + 2\beta^2 R_0^4 O_0^2 \cdot \cos[\phi(x,y) - \phi'(x,y)] \end{aligned} \quad (3.7)$$

Abb. 3.1 zeigt das so aufgenommene Interferogramm eines Fluorobogens mit der Differenzlänge $\Delta l = 40$ mm. Die optische Weglänge $\Delta S(x,y)$ für einen Fluorbogen der Differenzlänge Δl ergibt sich dann aus dem Interferenzterm,

$$\Delta S(x,y) = \frac{\lambda}{2\pi} [\phi(x,y) - \phi'(x,y)] \quad (3.8)$$

wobei λ die Laserwellenlänge ist. Brechungsindex und optische Weglänge sind durch die Beziehung

$$\Delta S(x,y) = [n(x,y) - 1] \Delta l \quad (3.9)$$

miteinander verknüpft.

Zur Auswertung der Interferogramme können allerdings wegen der Nichtlinearität photographischer Aufnahmen nur die mit einem Photometer ausgemessenen Intensitätsmaxima und -minima herangezogen werden.

Die Anzahl der Meßpunkte - und damit auch die radiale Auflösung - läßt sich durch die Einstellung von Grundstreifen erhöhen. Dies ist in dieser speziellen Meßanordnung dadurch möglich, daß der zur Rekonstruktion der Hologramme herangezogene Referenzstrahl R um einen kleinen Winkel verkippt wird. Dadurch treffen die beiden interferierenden Objektwellen O und O' in der Bildebene unter einem kleinen Neigungswinkel $\Delta\alpha$ aufeinander. Der Verkipfung $\Delta\alpha$ entspricht ein zusätzlicher Phasenunterschied ϕ_0 zwischen den beiden Wellen, der linear von den Ortskoordinaten abhängt. Dieser Phasenwinkel ϕ_0 kommt dann in Gleichung 3.7 und 3.8 zu der Phasendifferenz $\phi - \phi'$ hinzu. Für den Fall zweier ebener Wellenfronten ohne Phasenobjekt ($\phi - \phi' = 0$) entsteht ein System paralleler äquidistanter Interferenzstreifen. Ihre Richtung wurde parallel zur Achse der Seitenarme gewählt. Werden die beiden Wellenfronten aber durch ein Phasenobjekt

deformiert ($\phi - \phi' \neq 0$), so werden die Streifenabstände moduliert. Abb. 3.3 zeigt ein so aufgenommenes Interferogramm. Die Schatten im rechten Teil des Bildes stammen von Markierungen auf dem unteren Fenster des Entladungsgefäßes und dienen als Justierhilfe beim Repositionieren des Entladungsgefäßes nach der Kürzung des Entladungsrohres.

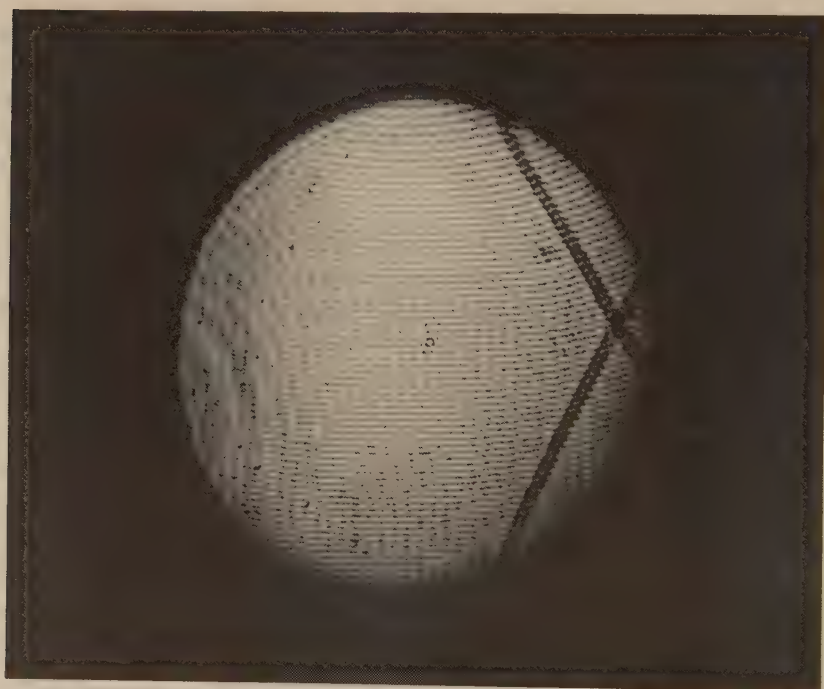


Abb. 3.3: Interferogramm des Fluorbogens mit verkipptem Referenzstrahl

Die gesuchte optische Weglänge ΔS ergibt sich dann nach /11/ aus der Differenz zwischen der optischen Weglänge mit Phasenobjekt $\Delta S_1 = \frac{\lambda}{2\pi}(\phi - \phi' + \phi_0)$ und der optischen Weglänge $\Delta S_0 = \frac{\lambda}{2\pi} \phi_0$ ohne Phasenobjekt.

$$\Delta S(x,y) = \Delta S_1 - \Delta S_0 = \frac{\lambda}{2\pi}(\Phi - \Phi') \quad (3.10)$$

Zur Bestimmung von ΔS_0 wird sowohl das Hologramm als auch das Interferogramm ohne Bogen aufgenommen, zur Bestimmung von ΔS_1 wird ebenso vorgegangen wie beim Interferogramm ohne Grundstreifen.

Die Auswertung der Interferogramme erfolgt senkrecht zur Streifenorientierung. Dazu wird mit Hilfe eines Photometers die Streifenposition ausgemessen, die durch die Bedingung $\Phi_0 = m_1\pi$ bzw. $\Phi - \Phi' + \Phi_0 = m_2\pi$ bestimmt ist. Hierin sind m_1 und m_2 Folgen natürlicher Zahlen, deren absolute Größe jedoch nicht bekannt ist. Wird nun $m_1\pi$ und $m_2\pi$ in Abhängigkeit von der Streifenposition aufgetragen, so ergibt sich $\Phi(x,y) - \Phi'(x,y)$ und damit ΔS bis auf eine additive Konstante aus der Differenz der Ordinatenwerte beider Kurven. Der Verlauf des Brechungsindex $n(r)$ im nicht leuchtenden Teil der Fluorentladung folgt dann bis auf eine additive Konstante aus Beziehung 3.9.

3.1.3 Das Differentialinterferometer

Bei der differentialinterferometrischen Untersuchung des Fluorbogens wird das Hologramm nicht mit der Referenzwelle, sondern mit der in der Phasenfunktion geänderten Objektwelle

$$O'(x,y) = O'_0(x,y) \cdot e^{-j\Phi'(x,y)} \quad (3.11)$$

des gekürzten Bogengefäßes der Länge l_2 rekonstruiert. Es entsteht dabei eine Welle der Form:

$$O't(x,y) = O' \left[t_b + \beta(|O|^2 + |R|^2) \right] + \beta R O'^* O' + \beta R'^* O O' \quad (3.12)$$

Betrachtet man den zweiten Term dieser Gleichung

$$\begin{aligned} O_R &= \beta R O' O' = \beta O_0^2 R \cdot e^{-j(\Phi - \Phi')} \\ &= O_{R0} \cdot e^{-j\Delta\Phi} \end{aligned} \quad (3.13)$$

näher, so erkennt man, daß eine Welle entstanden ist, deren Phasenfunktion der Welle entspricht, die ein Lichtbogen der Länge Δl aus einer ebenen Wellenfront erzeugen würde. Zur Ermittlung des Brechungsindexgradienten $\frac{dn}{dr}$ wird die Welle O_R in einem Differentialinterferometer untersucht.

Das zentrale Element des Differentialinterferometers ist ein Wollastonprisma. Es ist in Abb. 3.4 dargestellt und besteht aus zwei keilförmigen, optisch einachsigen Kristallen. Die Kristallachsen sind senkrecht zueinander und senkrecht zur Achse der Abbildungsoptik angeordnet.

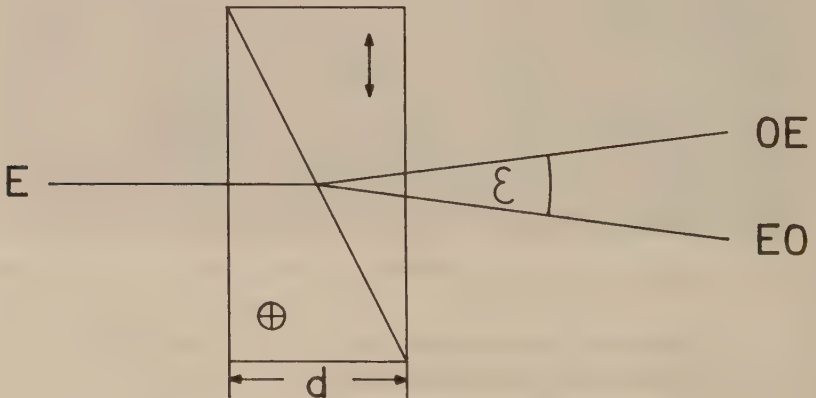


Abb. 3.4: Schematischer Aufbau des Wollastonprismas

Fällt nun ein Lichtstrahl E auf dieses Wollastonprisma, so wird er in zwei zueinander senkrecht polarisierte Strahlen OE und EO aufgespalten, die unter einem Winkel ε das Prisma verlassen. Ist die Polarisationsrichtung des einfallenden Strahls E um 45° gegen die Zeichenebene geneigt, so haben die beiden das Prisma verlassenden Strahlen gleiche Intensität. Wird nun das Wollastonprisma im Brennpunkt eines Objektivs aufgebaut, so entstehen durch die Aufspaltung der einfallenden Lichtwelle in der Bildebene zwei gegeneinander versetzte Bilder. Ein zwischen Wollastonprisma und Bildebene unter 45° angeordneter Polarisationsfilter macht sie interferenzfähig. Im Bild interferieren dann Strahlen miteinander, die in einem Abstand $a = \varepsilon f$ das Bogengefäß durchstrahlt haben. Dies ist in Abb. 3.5 für den Fall einer 1:1 Abbildung (Gegenstandsweite = Bildweite) dargestellt.

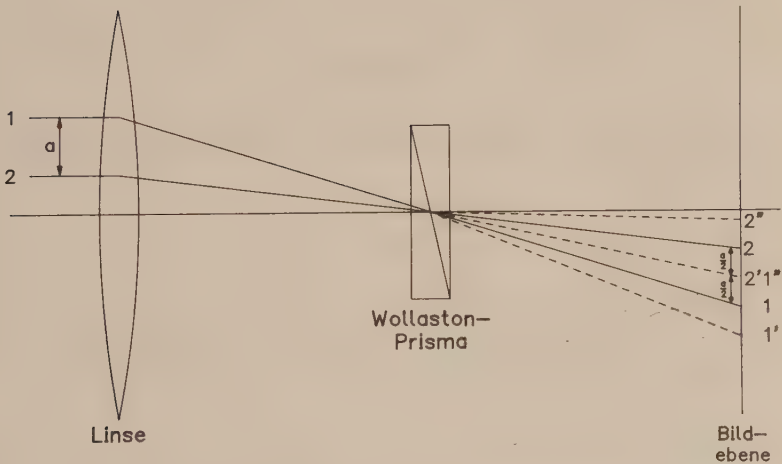


Abb. 3.5: Strahlengang im Differentialinterferometer

Betrachten wir nochmals die bei der Rekonstruktion des Hologramms mit einer in der Phasenfunktion geänderten Objektwelle entstandene Lichtwelle,

$$O_R = O_{R0}(x, y) \cdot e^{-j\Delta\Phi(x, y)} \quad (3.14)$$

so wird die Welle von dem Wollastonprisma in zwei Wellen gleicher Intensität in Richtung der y-Achse aufgespalten.

$$O_{R+} = \frac{O_{R0}}{2} \cdot e^{-j\Delta\Phi(x, y + \frac{a}{2})} \quad (3.15)$$

$$O_{R-} = \frac{O_{R0}}{2} \cdot e^{-j\Delta\Phi(x, y - \frac{a}{2})} \quad (3.16)$$

Bei der Überlagerung dieser beiden Wellen entsteht in der Bildebene eine Intensitätsverteilung der Form:

$$\begin{aligned} I(x, y) &= |O_{R+} + O_{R-}|^2 \\ &= |O_{R+}|^2 + |O_{R-}|^2 + O_{R+}^* O_{R-} + O_{R-}^* O_{R+} \\ &= \frac{O_{R0}^2}{2} \left[1 + \cos \left(a \frac{d\Delta\Phi}{dy} \right) \right] \end{aligned} \quad (3.17)$$

Der Bezug zur optischen Weglänge ΔS ergibt sich über die Gleichung

$$\Delta S = \frac{\lambda}{2\pi} \Delta\Phi \quad (3.18)$$

Unter Berücksichtigung dieser Beziehung beschreiben die Interferenzstreifen den Verlauf des Gradienten des optischen Weges in y-Richtung

$$\frac{d\Delta S}{dy} = \frac{\lambda}{2\pi} a \frac{d\Delta\Phi}{dy} \quad (3.19)$$

sowie den Brechungsindexgradientenverlauf, da dieser nach

der Beziehung $\Delta S = (n - 1)\Delta l$ von der optischen Weglänge abhängt.

Ähnlich wie bei der Interferometrie ist auch hier nur die Auswertung von Intensitätsmaxima und -minima möglich. Um die Anzahl der Meßpunkte zu erhöhen, wird das Wollastonprisma aus der Brennebene der Linse um die Strecke w in Bildrichtung verschoben. Dadurch werden die durch das Wollastonprisma aus dem einfallenden Strahl E erzeugten Strahlen EO und OE gegeneinander phasenverschoben. Diese Phasenverschiebung hängt vom Abstand des Lichtstrahls von der Mittelebene E des Prismas ab, bei der beide Keile die gleiche Dicke haben. Bei der Verschiebung des Wollastonprismas um die Strecke w werden im Falle einer ebenen Wellenfront ohne Phasenobjekt aus dem einen Fokuspunkt zwei virtuelle Fokuspunkte in der Brennebene mit dem Abstand $\varepsilon \cdot w$. Diese stellen zwei kohärente Punktlichtquellen dar, die ein äquidistantes Grundstreifenmuster in der Bildebene erzeugen. Durch Einbringen eines Phasenobjektes wird die relative optische Weglänge zweier um a versetzter Strahlen im Objekt geändert. Diese Phasenverschiebung bewirkt dann eine Verschiebung der Interferenzstreifen im Bild. Für den Zusammenhang zwischen dem Brechungsindexgradienten und der Streifenverschiebung gilt nach /11/:

$$\left. \frac{dS}{dy} \right|_{y_d} = (y_d - y_u) \frac{\varepsilon \cdot w}{a \cdot f} = \frac{y_d - y_u}{\Delta y_u} \frac{\lambda}{a} \quad (3.20)$$

mit: $a = \varepsilon \cdot f \frac{b-f-w}{b-f}$

$$\Delta y_u = \frac{\lambda \cdot f}{\varepsilon \cdot w}$$

Die Bezeichnungen haben hierbei folgende Bedeutung:

Y_u	Ort der Grundstreifen
Y_d	Ort der verschobenen Streifen
ΔY_u	Grundstreifenabstand
a	Strahlversetzung
ε	Aufspaltungswinkel des Wollastonprismas
w	Abstand zwischen Wollastonprisma und dem Brennpunkt
f	Brennweite des Objektivs
b	Bildweite

In Abb. 3.6 ist das Differentialinterferogramm einer Fluorobogensäule der Länge $\Delta l = 40$ mm dargestellt. Die ellipsen-

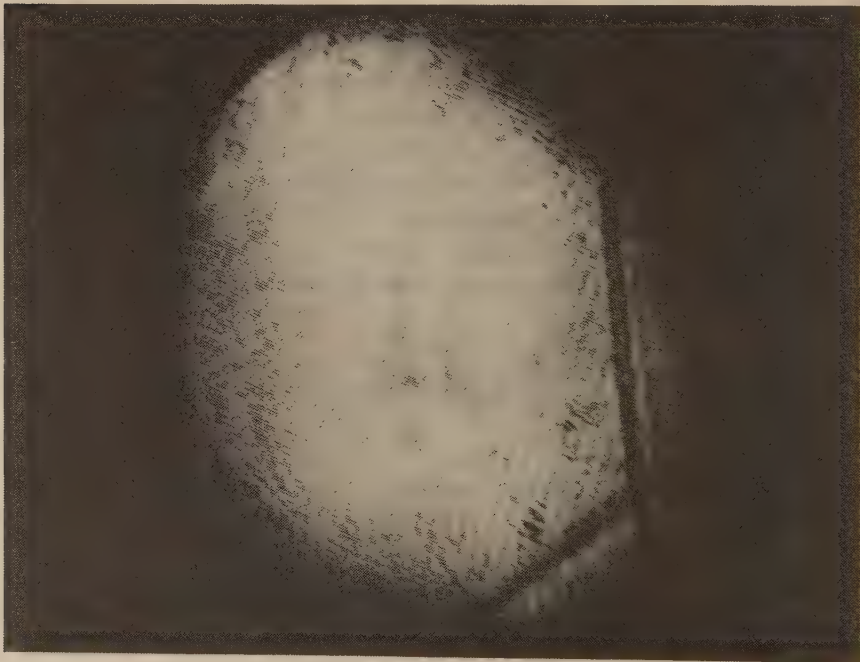


Abb. 3.6: Differentialinterferogramm des Fluorbogens

förmige Verzerrung des runden Bogenquerschnittes ist durch die spezielle Strahlführung bei der Aufnahme und Wiedergabe der Hologramme (siehe Abb. 3.7) bedingt. Während die Objektwelle senkrecht auf die Hologrammplatte trifft, wird sie von der Referenzwelle schräg beleuchtet.

3.2 Der interferometrische Meßaufbau

Der linke Teil in Abb. 3.7 zeigt die optische Anordnung, mit der die Hologramme belichtet und nach der Entwicklung rekonstruiert werden. Ein He-Ne-Laserstrahl wird von einem variablen Strahlteiler ST in Objekt- und Referenzstrahl aufgespalten. Beide Strahlen werden dann durch die Raumfilter RF aufgeweitet. Der Objektstrahl durchstrahlt das Bogengefäß BG axial. Um eine unsymmetrische Temperaturverteilung aufgrund von Konvektionsströmungen zu vermeiden, ist das Bogengefäß entgegen dieser Zeichnung senkrecht angeordnet worden. Das obere Fenster des Bogengefäßes wird als Objektebene betrachtet und über ein telezentrisches Abbildungssystem auf eine Hologrammplatte abgebildet. Diese Abbildung ist aus zwei Gründen notwendig, die am Ende dieses Abschnittes näher erläutert werden. Der Referenzstrahl fällt über den Spiegel SP_1 direkt auf die Hologrammplatte, die in einem lichtdichten Dunkelraum DR untergebracht ist. Um eine Belichtung der Hologrammplatte bei brennendem Lichtbogen zu ermöglichen, kann die Öffnung am Ausgang des Dunkelraumes hinter der Hologrammplatte lichtdicht verschlossen werden. An den Eingängen des Dunkelraumes, durch die der Objekt- und Referenzstrahl auf die Hologrammplatte fallen, wird das Bogenlicht durch schmalbandige Interferenzfilter ($\Delta\lambda = 1 \text{ nm}$) ausgeblendet. Das dennoch wegen des endlichen Wirkungsgrades der Interferenzfilter über das obere Fenster des Bogengefäßes in den Dunkelraum gelangte ungerichtete Bogenlicht wird durch eine Lochblende mit einem Durchmesser von $d = 4 \text{ mm}$ im Brenn-

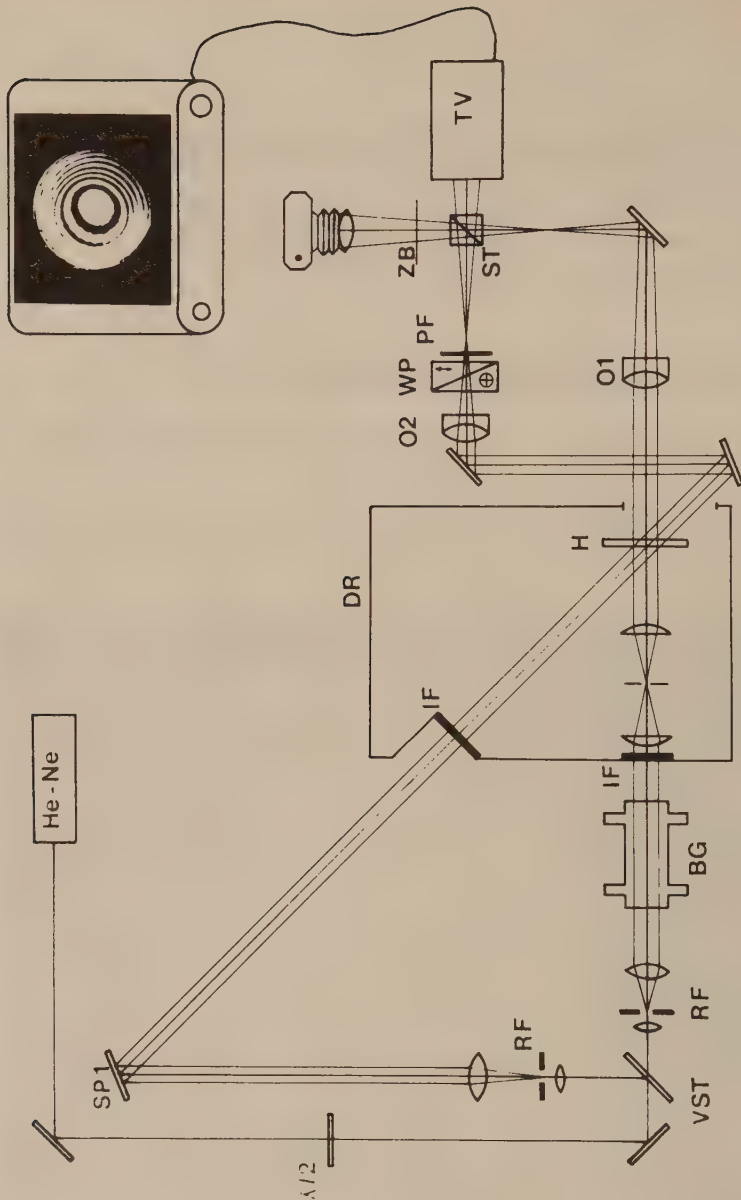


Abb. 3.7: Schematischer Aufbau des Interferometers

punkt des telezentrischen Abbildungssystems ausgeblendet. Die Hologrammplatte wird von einem Rahmen gehalten, der zum einen ein Herausnehmen der Platte nach der Belichtung gestattet, und zum anderen ein genaues Repositionieren des Hologrammes nach der Entwicklung ermöglicht.

Zur interferometrischen Untersuchung des Fluorbogens wird die im Hologramm gespeicherte Objektwelle des Bogens der Länge l_1 durch Beleuchtung des Hologrammes mit der Referenzwelle rekonstruiert. Gleichzeitig wird eine zweite Objektwelle, die den Fluorbogen der Länge l_2 durchstrahlt hat, überlagert. Das dabei entstehende Interferenzbild wird von dem Objektiv O_1 über einen Strahlenteiler ST gleichzeitig auf einen Photoapparat und eine Fernsehkamera abgebildet. Während die Fernsehkamera mit nachgeschaltetem Monitor eine kontinuierliche Beobachtung der Interferogramme ermöglicht, werden die Interferogramme mit dem Photoapparat zur späteren Auswertung gespeichert.

Zur differentialinterferometrischen Untersuchung des Fluorbogens wird die im Hologramm gespeicherte Objektwelle des Bogens der Länge l_1 durch die geänderte Objektwelle des Bogens der Länge l_2 rekonstruiert. Die Referenzwelle wird nicht benötigt. Die dabei entstehende Welle entspricht einer Welle, wie sie durch ein Bogengefäß der Länge Δl erzeugt worden wäre und breitet sich in Richtung der ehemaligen Referenzwelle aus. Von dem Objektiv O_2 wird sie dann ebenfalls auf die Fernsehkamera und den Photoapparat abgebildet. Das im Strahlengang befindliche Wollastonprisma WP spaltet die einfallende Welle in zwei senkrecht zueinander polarisierte Wellen auf. Ein hinter dem Wollastonprisma unter einem Winkel von 45° angeordneter Polarisationsfilter P macht die beiden Strahlen interferenzfähig. Um einen optimalen Kontrast der Interferenzbilder zu erhalten, läßt sich die Polarisationsrichtung der einfallenden Welle mit einem direkt

vor dem He-Ne-Laser angeordneten $\lambda/2$ -Plättchen so drehen, daß sie vor dem Wollastonprisma um einen Winkel von 45° gegenüber der Richtung der Kristallachsen geneigt ist.

Die Abbildung des oberen Bogenfensters auf die Hologrammplatte ist aus folgenden Gründen notwendig:

- Zur Erzeugung von Grundstreifen wird die Referenzwelle mit dem Spiegel SP_1 verkippt. Der rekonstruierten Objektwelle wird dadurch eine schräge Wellenfront überlagert. In der Bildebene gibt es aber nur dann keine Versetzung der beiden interferierenden Objektwellen, wenn die Verkipfung in einer Bild- bzw. Objektebene geschieht. Aus diesem Grund muß die Hologrammplatte gleichzeitig mit dem Objekt auf die Kameraebene abgebildet werden.
- Bei den differentialinterferometrischen Messungen wird das Hologramm mit einer Objektwelle rekonstruiert, die sich von der Aufnahmewelle unterscheidet. Da in einer Abbildung die Phasenverteilung reproduziert wird, wird durch diese Abbildung verhindert, daß zu dem Phasenunterschied der rekonstruierten Welle in der Bogenfensterebene zusätzliche Phasenunterschiede aufgrund der räumlichen Ausbreitung der Welle hinzukommen.

Die gesamte differentialinterferometrische Anordnung hatte folgende Daten:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= 5^\circ \\ f &= 300 \text{ mm} \\ a &= 0,98 \text{ mm} \\ \Delta Y_u &= 0,15 \text{ mm} \\ \lambda &= 632,8 \text{ nm} \end{aligned}$$

Für die Messung wäre jedoch ein Wollastonprisma mit kleinerer Winkelaufspaltung $\approx$ günstiger gewesen.

3.3 Meßfehler aufgrund der Strahlablenkung

Bei der bisherigen Interpretation der Interferogramme ist von einer gradlinigen Ausbreitung des Laser-Lichtes innerhalb des Bogengefäßes parallel zur Bogenachse ausgegangen worden. Ist jedoch der Brechungsindexgradient innerhalb des Lichtbogens oder die Länge des Lichtbogens groß, so breiten sich die Lichtstrahlen nicht mehr geradlinig aus. Sie werden dann in Richtung des Brechungsindexgradienten abgelenkt. Der Brechungsindex entlang des Lichtweges ist in diesem Fall aber nicht mehr konstant, so daß eine Bestimmung des Brechungsindex aus dem gemessenen optischen Weg allein nicht möglich ist. Es muß vielmehr der geometrische Weg des Lichtstrahls und der Verlauf des Brechungsindex entlang dieses Weges bei der Auswertung mit berücksichtigt werden. Im Anhang A werden die Fehler, die infolge der Lichtablenkung bei der Bestimmung des optischen Weges gemacht werden, abgeschätzt. Für die Interferometrie ergibt sich dabei ein maximaler Fehler des optischen Weges von $1,7 \cdot 10^{-8}$ m. Bei einer Meßgenauigkeit des optischen Weges von ungefähr $\lambda/10 = 6,3 \cdot 10^{-8}$ m liegt dieser Fehler unterhalb der Meßgenauigkeit. Für die Differentialinterferometrie ergibt sich ein maximaler relativer Fehler von weniger als 3%. Die Strahlablenkung innerhalb des Bogengefäßes aufgrund des Brechungsindexgradienten braucht bei der Auswertung der Interferogramme daher nicht berücksichtigt zu werden.

4. Auswertung der interferometrischen Messungen

Die interferometrischen sowie die differentialinterferometrischen Messungen werden an zwei unterschiedlich langen Bogengefäßen der Längen $l_1 = 150.2$ mm und $l_2 = 110.2$ mm durchgeführt. Die Interferogramme wurden dabei photographisch registriert. Die radiale Lage der Interferenzstreifen im Bogengefäß wurde mit Hilfe des bekannten Abbildungsmaßstabs aus den Photonegativen photometrisch bestimmt.

Die Auswertung der Interferogramme erfolgte gemäß dem in Abschnitt 3.1.1 dargelegten Verfahren. Die Messung liefert den radialen Verlauf des Brechungsindex $[n(r) - 1] + n_0$ bis

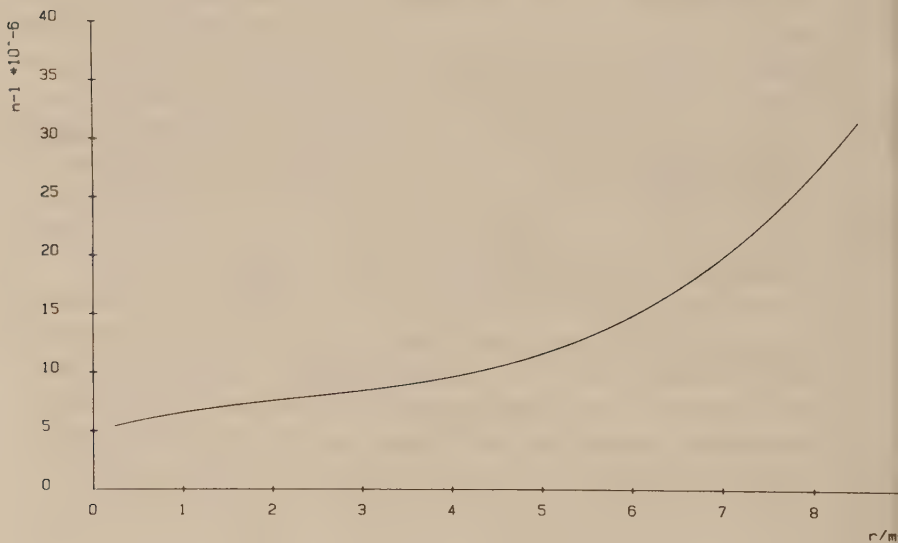


Abb. 4.1: Radialer Verlauf des Brechungsindex

auf eine additive Konstante n_0 , die in Kapitel 4.2.1 bestimmt wird. Abb. 4.1 zeigt den gemessenen radialen Verlauf des Brechungsindex. Die additive Konstante n_0 ist in dieser Darstellung bereits berücksichtigt.

Die Auswertung der Differentialinterferogramme erfolgte nach Gleichung 3.20 und lieferte den radialen Verlauf des Brechungsindexgradienten $\frac{dn}{dr}(r)$. In Abb. 4.2 ist der Verlauf dieses Gradienten über dem Bogenradius aufgetragen.

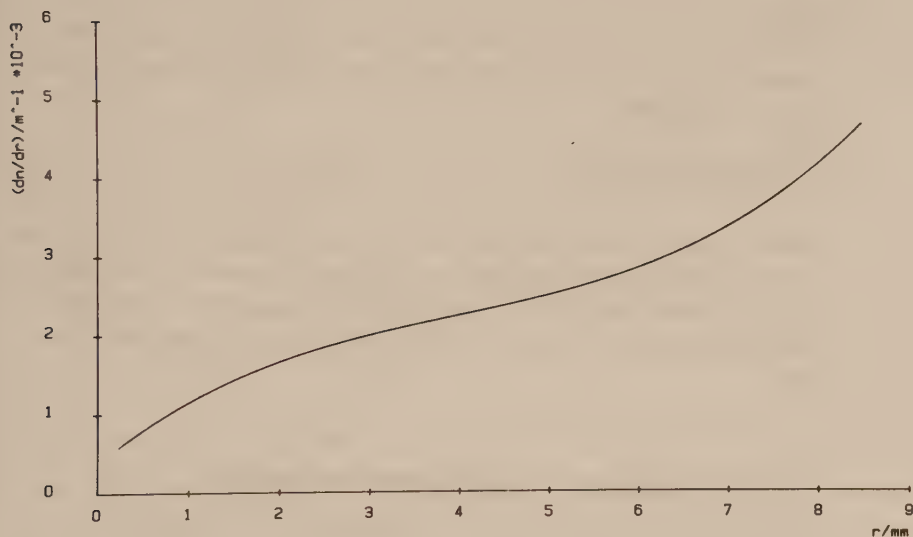


Abb. 4.2: Radialer Verlauf des Brechungsindexgradienten

4.1 Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit von Fluor

Zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit κ gehen wir von der integralen Leistungsbilanz außerhalb des leitfähigen Bogenkanals aus, wo andere Transportmechanismen, wie z. B. Strahlung oder Konvektion, vernachlässigt werden können /12/.

$$L = -\kappa \cdot 2\pi r \frac{dT}{dr} \quad (4.1)$$

Hierbei ist $L = I \cdot E$ die integrale Bogenleistung pro Längeneinheit. Die Feldstärke E wurde bei konstantem Bogenstrom I aus dem Spannungsabfall an Fluorlichtbögen unterschiedlicher Länge ermittelt. Der Temperaturgradient $\frac{dT}{dr}$ läßt sich nach folgender Beziehung aus dem Brechungsindexgradientenverlauf $\frac{dn}{dr}(r)$ bestimmen:

$$\frac{dT}{dr} = \frac{dT}{dn}(T) \frac{dn}{dr}(r) \quad (4.2)$$

Während der radiale Verlauf des Brechungsindexgradienten bereits als Meßwert vorliegt, ist $\frac{dT}{dn}$ eine Funktion der unbekannten Temperatur $T(r)$. Zur weiteren Auswertung der Beziehung muß daher der radiale Temperaturverlauf bestimmt werden.

4.2 Bestimmung des radialen Temperaturverlaufs

Teilchendichteberechnungen zeigen, daß Fluor im Dissoziationsbereich in erster Linie aus F - Atomen und F_2 - Molekülen besteht. Die Anzahl der Ionen und Elektronen ist dagegen vernachlässigbar klein. In Abb. 4.3 sind die mit Hilfe der Massenwirkungsgesetze mit einem Programm nach Frie /13/ berechneten Teilchendichten im thermodynamischen Gleichgewicht über der Temperatur dargestellt.

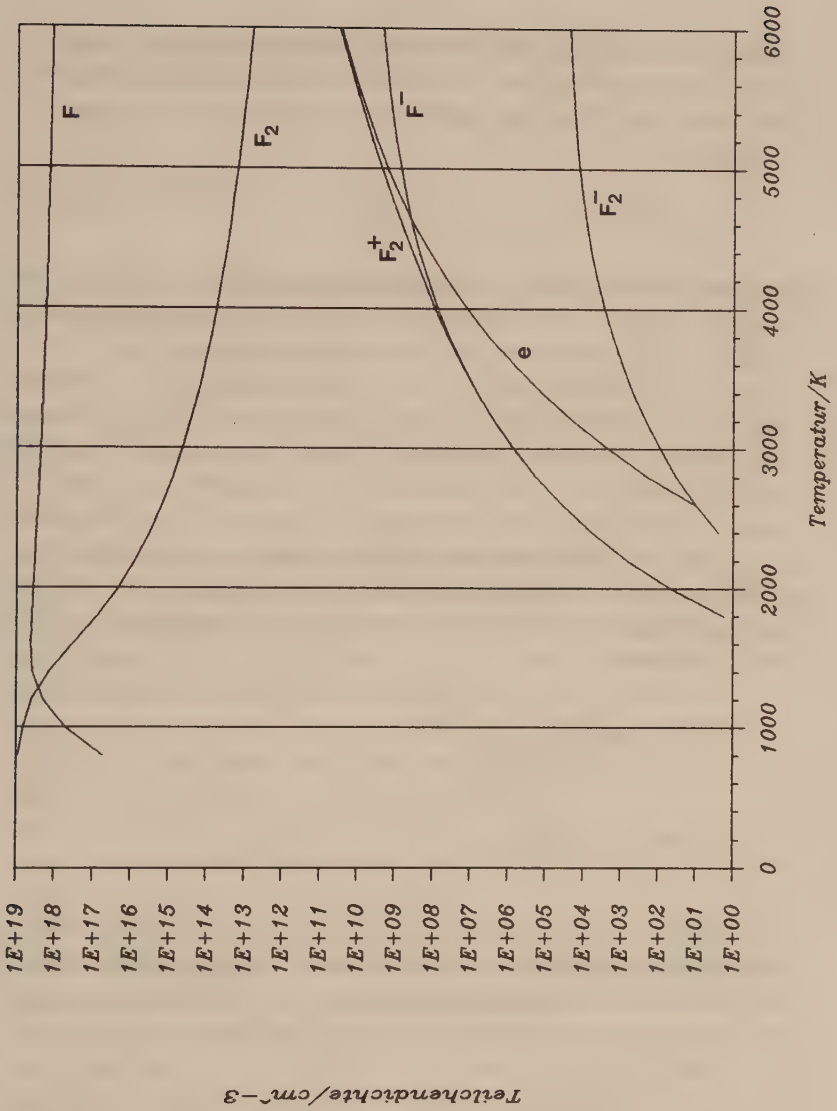


Abb. 4.3: Teilchendichtenverteilung von Fluor

Solange die Ladungsträgerdichten vernachlässigbar klein sind, was außerhalb der leitfähigen Bogensäule immer der Fall ist, gilt für den Temperaturverlauf des Brechungsindex /14/

$$n - 1 = 2\pi \cdot \alpha_A \cdot N_A(T) + 2\pi \cdot \alpha_M \cdot N_M(T) \quad (4.3)$$

Hierbei sind N_A und N_M die Teilchendichten der Atome und Moleküle, α_A und α_M die atomare sowie molekulare Polarisierbarkeit. Die Werte für die Polarisierbarkeiten sind der Literatur entnommen worden. Für die atomare Polarisierbarkeit von Fluor fand sich dabei ein Wert in /15/. Bei diesem Wert handelt es sich jedoch um einen theoretischen Wert für die statische Polarisierbarkeit. Im folgenden wird der Unterschied zwischen der statischen atomaren Polarisierbarkeit $\alpha_{Astat.}$ und der optischen Polarisierbarkeit α_A für die rote Linie des He-Ne-Lasers abgeschätzt. Nach /16/ gilt für den Zusammenhang zwischen der atomaren Polarisierbarkeit und dem Brechungsindex:

$$2\pi \cdot \alpha_A \cdot N = \frac{Ne^2}{2m_e \epsilon_0} \sum_{k=2}^{gr} \frac{f_{1k}}{\omega_{1k}^2 - \omega^2} = n - 1 \quad (4.4)$$

$$2\pi \cdot \alpha_{Astat.} \cdot N = \frac{Ne^2}{2m_e \epsilon_0} \sum_{k=2}^{gr} \frac{f_{1k}}{\omega_{1k}^2} < n - 1 \quad (4.5)$$

Die Summation ist hierbei über alle optischen Übergänge aus dem Grundzustand durchzuführen. Durch Multiplikation der statischen Polarisierbarkeit mit $\omega_{12}^2/(\omega_{12}^2 - \omega^2)$ läßt sich der 1. Summand der optischen Polarisierbarkeit realisieren.

$$2\pi \cdot \alpha_{Astat.} \cdot N \frac{\omega_{12}^2}{\omega_{12}^2 - \omega^2} = \frac{Ne^2}{2m_e \epsilon_0} \left[\frac{f_{12}}{\omega_{12}^2 - \omega^2} + \sum_{k=3}^{gr} f_{1k} \frac{\omega_{12}^2}{\omega_{1k}^2 (\omega_{12}^2 - \omega^2)} \right] \quad (4.6)$$

Für alle anderen Summanden ergeben sich, da ω_{1k} größer als ω_{12} ist, zu große Werte.

$$\frac{\omega_{12}^2}{\omega_{1k}^2 (\omega_{12}^2 - \omega^2)} > \frac{1}{\omega_{1k}^2 - \omega^2} \quad (4.7)$$

Für den Zusammenhang der statischen Polarisierbarkeit mit der optischen gilt damit:

$$2\pi\alpha_{\text{Astat.}} N < 2\pi\alpha_A N < 2\pi\alpha_{\text{Astat.}} N \frac{\omega_{12}^2}{\omega_{12}^2 - \omega^2} = 2\pi\alpha_{\text{Astat.}} N \cdot 1,02 \quad (4.8)$$

Mit dem untersten Resonanzübergang von Fluor bei $\lambda_{12} = 95,2$ nm und einer Wellenlänge des He-Ne-Lasers von $\lambda = 632,8$ nm resultiert daraus ein Unterschied zwischen α_A und $\alpha_{\text{Astat.}}$ der kleiner als 2% ist. Die nachfolgenden Berechnungen sind daher mit dem Wert für die statische Polarisierbarkeit durchgeführt worden. Der Wert für die molekulare Polarisierbarkeit α_H von Fluor ist /17/ entnommen worden. Abb. 4.4 zeigt den mit den Polarisierbarkeiten

$$\begin{aligned} \alpha_A &= 5,57 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^3 \\ \alpha_H &= 1,218 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^3 \end{aligned}$$

bestimmten Verlauf von $n(T) - 1$. Ein Vergleich dieses berechneten Verlaufs des Brechungsindex mit dem interferometrisch gemessenen Brechungsindexverlauf $n(r) - 1$ liefert den radialen Temperaturverlauf $T(r)$. Damit ist eine Bestimmung des Temperaturverlaufs zwar prinzipiell möglich, die interferometrischen Messungen liefern den Brechungsindexverlauf jedoch nur bis auf eine additive Konstante n_0 .

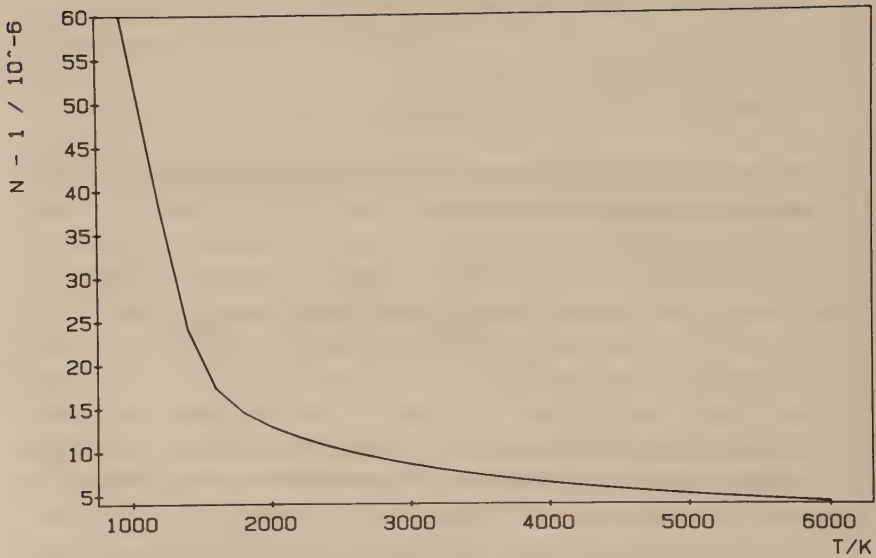


Abb. 4.4: Temperaturverlauf des Brechungsindex

4.2.1 Absolutbestimmung des Brechungsindex

Zur Bestimmung der additiven Konstante n_0 gehen wir in zwei Schritten vor. In einem ersten Schritt wird die Temperatur T_{max} bestimmt, bei der das Maximum der Dissoziationswärmeleitfähigkeit auftritt. Diese Temperatur hängt nur von thermodynamischen Daten ab. In einem zweiten Schritt wird der Ort r_{max} bestimmt, an dem das Maximum der Dissoziationswärmeleitfähigkeit auftritt. Mit dieser Zusatzinformation wird dann die Konstante n_0 aus dem Brechungsindex nach der Beziehung $n(T_{\text{max}}) - 1 = n(r_{\text{max}}) - 1$ bestimmt.

4.2.1.1 Bestimmung der Temperatur des Maximums der Wärmeleitfähigkeit

Für den Temperaturverlauf der Reaktionswärmeleitfähigkeit im Dissoziationsbereich gilt nach /7/

$$\kappa_{\text{reakt}} = \frac{N_A \cdot N_M}{(N_A + 2N_M)^2} \frac{3}{8} \left[\frac{3\pi}{4m_A kT} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{(\Delta h)^2}{Q_{AM}^{11} \cdot T} \quad (4.9)$$

In dieser Gleichung steht neben den Teilchendichten N_A und N_M die Reaktionsenthalpie pro Reaktion für die Rekombination von zwei Atomen zu einem Molekül $\Delta h = \frac{5}{2}kT + 2U_{iA} - U_{iM} + E_D \approx \frac{1}{2}kT + E_D$. Hierin ist E_D die Dissoziationsenergie, $U_{iM} \approx 2kT$ die innere Energie der Moleküle, U_{iA} die innere Energie der Atome, die in dem betrachteten Temperaturbereich vernachlässigt werden kann. Q_{AM}^{11} ist das Stoßintegral für den Impulsaustausch zwischen Atomen und Molekülen im elastischen Stoß. Durch Ableitung dieses Ausdrucks für die Reaktionswärmeleitfähigkeit κ_{reakt} nach der Temperatur und der Bedingung

$$\left. \frac{d\kappa_{\text{reakt}}}{dT} \right|_{T_{\text{max}}} = 0 \quad (4.10)$$

ergibt sich folgende in /7/ abgeleitete Bestimmungsgleichung für die Temperatur T_{max} :

$$\frac{(2N_M - N_A)(N_M + N_A)}{(2N_M + N_A)^2} = \frac{kT_{\text{max}}}{\Delta h} \left[\frac{3}{2} - \frac{2T_{\text{max}}}{\Delta h} \frac{d\Delta h}{dT} \right] \quad (4.11)$$

Die Temperatur, bei der das Maximum der Dissoziationswärmeleitfähigkeit auftritt, läßt sich somit ohne Kenntnis von Stoßquerschnitten - die schwache Temperaturabhängigkeit von Q_{AM}^{11} wurde vernachlässigt - direkt aus thermodynamischen

Daten bestimmen. Diese Daten wurden /18/ entnommen; die Teilchendichten wurden mit einem Rechnerprogramm nach Frie /13/ bestimmt.

Die Temperatur, bei der das Maximum der Wärmeleitfähigkeit von Fluor auftritt, ergibt sich daraus zu:

$$T_{\text{max}} = 1360 \text{ K}$$

4.2.1.2 Bestimmung des Ortes des Maximums der Wärmeleitfähigkeit

Nach Gleichung 4.1 und 4.2 gilt für die Wärmeleitfähigkeit κ

$$\kappa = - \frac{L}{2\pi r \cdot \frac{dn}{dr}} \frac{dn}{dT} = - \frac{L}{2\pi r} \frac{dr}{dn} \frac{dn}{dT} \quad (4.12)$$

Durch die logarithmische Ableitung dieser Gleichung nach dem Brechungsindex, die im Maximum der Wärmeleitfähigkeit zu Null werden muß, ergibt sich eine Bestimmungsgleichung für r_{max} .

$$\left. \frac{d \ln(\kappa)}{dn} \right|_{T_{\text{max}}} = \left. \frac{d \ln \left[-\frac{L}{2\pi r} \frac{dr}{dn} \right]}{dn} \right|_{r_{\text{max}}} + \left. \frac{d \ln \left[\frac{dn}{dT} \right]}{dn} \right|_{T_{\text{max}}} \stackrel{!}{=} 0 \quad (4.13)$$

Der erste Term auf der rechten Seite von Gleichung 4.13

$$\frac{d \ln \left[-\frac{L}{2\pi r} \frac{dr}{dn} \right]}{dn} = - \left[\frac{1}{r} \frac{dn}{dr} + \frac{\frac{d^2 n}{dr^2}}{\left[\frac{dn}{dr} \right]^2} \right] \quad (4.14)$$

ist eine Funktion von Größen, die das Experiment liefert.

Der zweite Summand in Gleichung 4.13

$$\frac{d \ln \left[\frac{dn}{dT} \right]}{dn} = \frac{\frac{d^2 n}{dT^2}}{\left[\frac{dn}{dT} \right]^2} \quad (4.15)$$

hängt allein von den Teilchendichten und damit der Temperatur ab und ist eine Konstante bei T_{max} .

Für dn/dT und d^2n/dT^2 sind in /11/ folgende Ausdrücke abgeleitet worden:

$$\frac{dn}{dT} = \frac{N_A N_M}{N_A + 2N_M} \frac{\Delta h}{KT^2} \left[2\pi(\alpha_A - \alpha_M) - \frac{2\pi}{T}(\alpha_A N_A + \alpha_M N_M) \right] \quad (4.16)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2 n}{dT^2} = & 2\pi \left[\frac{N_A N_M}{(N_A + 2N_M)^3} \left[\frac{\Delta h}{KT^2} \right]^2 (\alpha_A - \alpha_M) (2N_M^2 - N_A^2) \right. \\ & - \frac{N_A N_M}{N_A + 2N_M} \frac{3\Delta h + E_D}{KT^2} \frac{1}{T} (\alpha_A - \alpha_M) \\ & \left. + \frac{2}{T^2} (\alpha_A N_A + \alpha_M N_M) \right] \quad (4.17) \end{aligned}$$

Der Ort, bei dem das Maximum der Wärmeleitfähigkeit auftritt, ergibt sich dann zu:

$$r_{\text{max}} = 8,1 \text{ mm}$$

4.3 Meßergebnisse

Mit Kenntnis sowohl der Temperatur als auch des Ortes, bei dem das Maximum der Wärmeleitfähigkeit auftritt, läßt sich

die additive Brechungsindexkonstante n_0 und damit auch der radiale Temperaturverlauf bestimmen. In Abb. 4.5 ist er über dem Radius des Bogengefäßes aufgetragen.

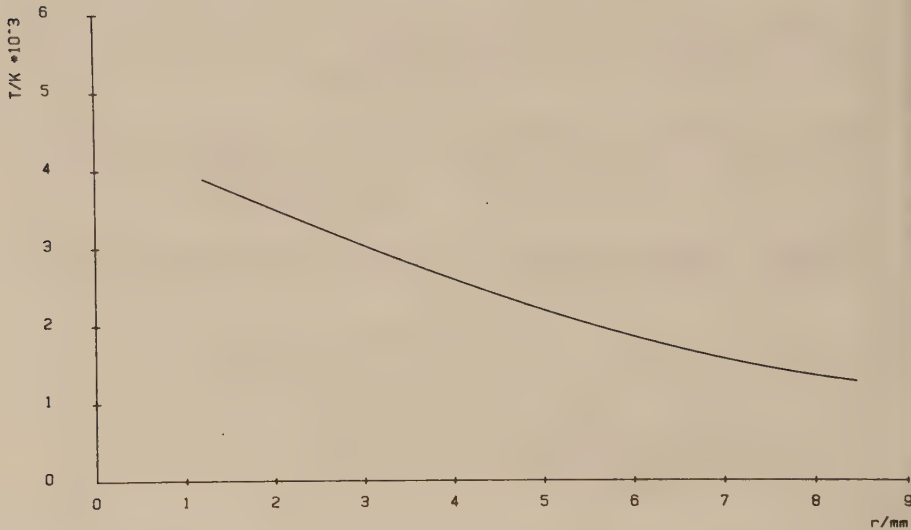


Abb. 4.5: Radialer Temperaturverlauf

Mit Kenntnis des radialen Temperaturverlaufs läßt sich die Wärmeleitfähigkeit von Fluor nach Gleichung 4.12 ermitteln. Sie ist in Abb. 4.6 über der Temperatur dargestellt. Ebenfalls in Abb. 4.6 ist der Verlauf der Wärmeleitfähigkeit von Fluor bei tiefen Temperaturen bis 1000 K, der /19/ entnommen wurde, aufgetragen.

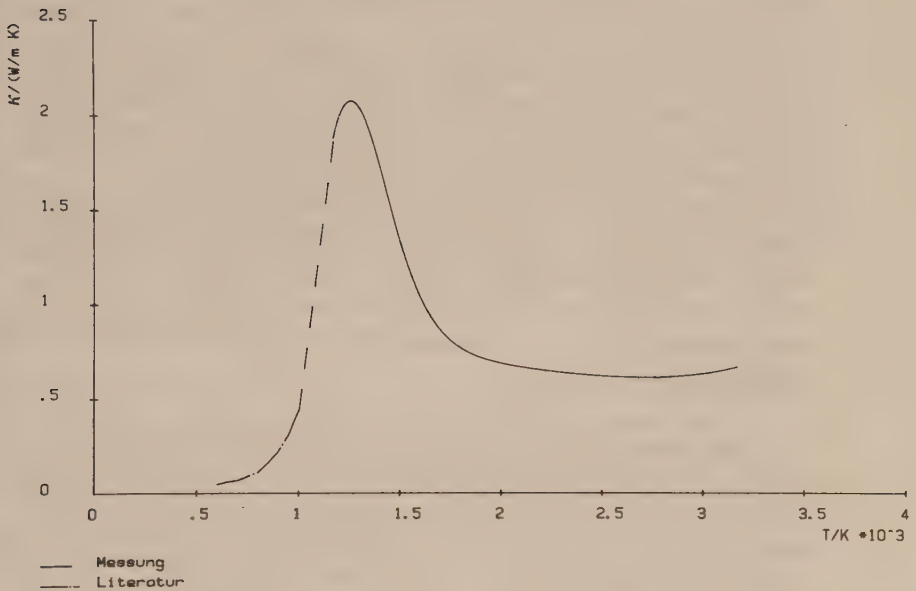


Abb. 4.6: Verlauf der Wärmeleitfähigkeit von Fluor

4.4 Fehlerbetrachtung der interferometrischen Messungen

Eine detaillierte Beschreibung der bei den interferometrischen Messungen auftretenden Fehlerquellen ist in /11/ durchgeführt worden. Im folgenden sind daher nur die wichtigsten dieser Fehlerquellen aufgeführt.

Zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit ist die Leistungsbilanz nach Gleichung 4.1 ausgewertet worden, wobei der Beitrag der Strahlung zum Energietransport vernachlässigt wurde. Diese Vernachlässigung ist im allgemeinen für Lichtbögen

mit Temperaturen unter 10000 K zulässig. Messungen der Leistungs-Strom-Charakteristik des Fluorbogens, die vom Gefäßradius r unabhängig ist, bestätigen dies.

Zur Bestimmung der Temperatur des Maximums der Wärmeleitfähigkeit T_{max} ist der Beitrag der Kontaktwärmeleitfähigkeit vernachlässigt worden. Ihr Beitrag würde eine Verschiebung von T_{max} zu höheren Temperaturen verursachen. In /11/ ist diese Verschiebung für Sauerstoff abgeschätzt worden und beträgt 5 K. Direkte Abschätzungen für Fluor sind wegen der nicht bekannten Stoßquerschnitte nicht möglich. Die Verschiebung liegt aber sicherlich in der gleichen Größenordnung wie die in /11/ bestimmte und liegt damit unterhalb der Meßgenauigkeit.

Zur Bestimmung des radialen Temperaturverlaufs nach Gleichung 4.3 werden die Werte für die atomare und die molekulare Polarisierbarkeit von Fluor benötigt. In der Literatur wurde für die atomare Polarisierbarkeit nur ein Wert für die statische Polarisierbarkeit gefunden. In Abschnitt 4.2 ist die maximal mögliche Abweichung der optischen Polarisierbarkeit von dieser statischen Polarisierbarkeit abgeschätzt worden. Die Abweichung, und damit auch der Fehler durch die Verwendung der statischen Polarisierbarkeit, ist kleiner als 2%. Da außerdem der Beitrag von $\alpha_A N_A$ zu $(n - 1)$ im Bereich des Dissoziationsmaximums der Wärmeleitfähigkeit deutlich kleiner ist als der von $\alpha_M N_M$, spielt diese Unsicherheit bei der Bestimmung von r_{max} keine Rolle.

Die Meßgenauigkeit der interferometrischen Messungen wird in erster Linie durch Fluktuation in den Endräumen des Entladungsgefäßes bestimmt, da diese bei der Differenzbildung nicht herausfallen. Die Fehler wurden dadurch abgeschätzt, daß eine Vielzahl von Interferogrammen aufgenommen und unabhängig voneinander ausgewertet worden sind.

Nach der Kürzung des Bogengefäßes muß dieses wieder exakt repositioniert werden. Da der obere Teil des Bogengefäßes fest in das Interferometer eingebaut ist, muß bei der Kürzung allerdings nur der untere Teil repositioniert werden. Dies ist durch eine spezielle Halterung bis auf wenige μm genau möglich. Desweiteren muß das Hologramm nach der Entwicklung repositioniert werden, was ebenfalls nur mit einer endlichen Genauigkeit möglich ist. Diese beiden Fehler bewirken eine Unsymmetrie in der radialen Verteilung und können durch Mittelung der Werte zu beiden Seiten der Achse eliminiert werden.

Durch die gute Übereinstimmung der ermittelten Temperatur mit der in Abschnitt 6.2.1 spektroskopisch bestimmten Temperatur werden die interferometrischen Messungen bestätigt. Eine Verfolgung der Fehlerfortpflanzung ist jedoch aufgrund der komplizierten Auswertung außerordentlich schwierig. Der tatsächliche Meßfehler ist deshalb aus der Streuung der Einzelmessungen ermittelt worden. Der Fehler für das Maximum der Wärmeleitfähigkeit ergibt sich dabei zu ca. 20%.

5. Spektroskopische Untersuchungen des Fluorbogens

Die spektroskopischen Untersuchungen umfassen die Vermessung des Fluor-Affinitätskontinuums, Messungen an atomaren Fluorlinien und die Messung der Halbwertsbreite der Wasserstoff-Verunreinigungslinie H_{β} . Während sich das Fluor-Affinitätskontinuum im UV-Teil des Spektrums von einer Grenzwellenlänge bei 360 nm zu kürzeren Wellenlängen erstreckt, sind die atomaren Fluorlinien im roten Teil des Spektrums oberhalb von 600 nm angesiedelt. Die Wasserstofflinie H_{β} liegt bei einer Wellenlänge von 486 nm.

5.1 Das Abbildungssystem

Zur spektroskopischen Untersuchung des Fluorbogens ist dieser end-on von einem afokalen Abbildungssystem hoher Tiefenschärfe auf den Spalt eines Monochromators abgebildet worden. Abb. 5.1 zeigt den schematischen Aufbau dieser Abbildungsoptik. Sie besteht aus den zwei Linsen L_1 und L_2 mit positiver Brennweite und einem gemeinsamen Brennpunkt zwischen den Linsen. Die afokale Anordnung hat die spezielle Eigenschaft, daß der Abbildungsmaßstab unabhängig von der Gegenstandsweite ist. Mit einer im gemeinsamen Brennpunkt der Linsen angeordneten Fourier-Blende werden die nicht achsenparallelen Strahlen ausgeblendet, wodurch, bei hinreichend kleiner Blende, eine hohe Tiefenschärfe erzielt wird. Mit diesem Abbildungssystem wird ein radial aufgelöstes Bild des Querschnittes der zylindersymmetrischen Bogensäule auf dem Eingangsspalt des Monochromators erzeugt. Ein Optimum an radialer Auflösung ist dadurch erreicht worden, daß die Bogenmitte scharf auf die Spaltebene abgebildet wurde.

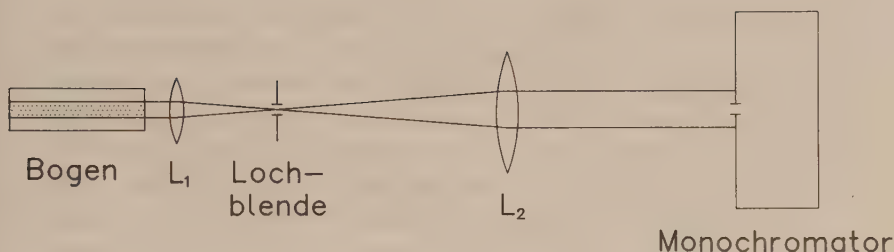


Abb. 5.1: Schematischer Aufbau des Abbildungssystems

5.2 Registrierung der Spektren

Die Linien- und Kontinuumsstrahlung des Fluorbogens ist mit einem „Optical-Multichannel-Analyser“ mit zweidimensionalem Target registriert worden. Das Profil der Wasserstofflinie H_β wurde mit einem spektral hochauflösenden Gittermonochromator ausgemessen.

5.2.1 Der hochauflösende Monochromator

Für die Messung des Linienprofils ist ein Monochromator der Firma Jobin-Yvon verwendet worden, der eine Brennweite von 1,5 m hat und mit einem Gitter von 2400 Linien/mm ausgerüstet ist. Die Dispersion in der Ebene des Ausgangsspalt es liegt bei dieser Anordnung je nach Wellenlänge zwischen 0,15 und 0,27 nm/mm. Da die Intensität der zu messenden Verunreinigungslinie zu gering war, um sie direkt mit einem Photomultiplier und nachgeschalteten X,Y-Schreiber orts aufgelöst zu registrieren, ist, um eine ausreichende Meßgenauigkeit zu erreichen, ein rechnergesteuertes Meßwerterfassungssystem für diesen Monochromator aufgebaut worden /20/. Eine rechnergestützte Registrierung bietet weiterhin den Vorteil, daß

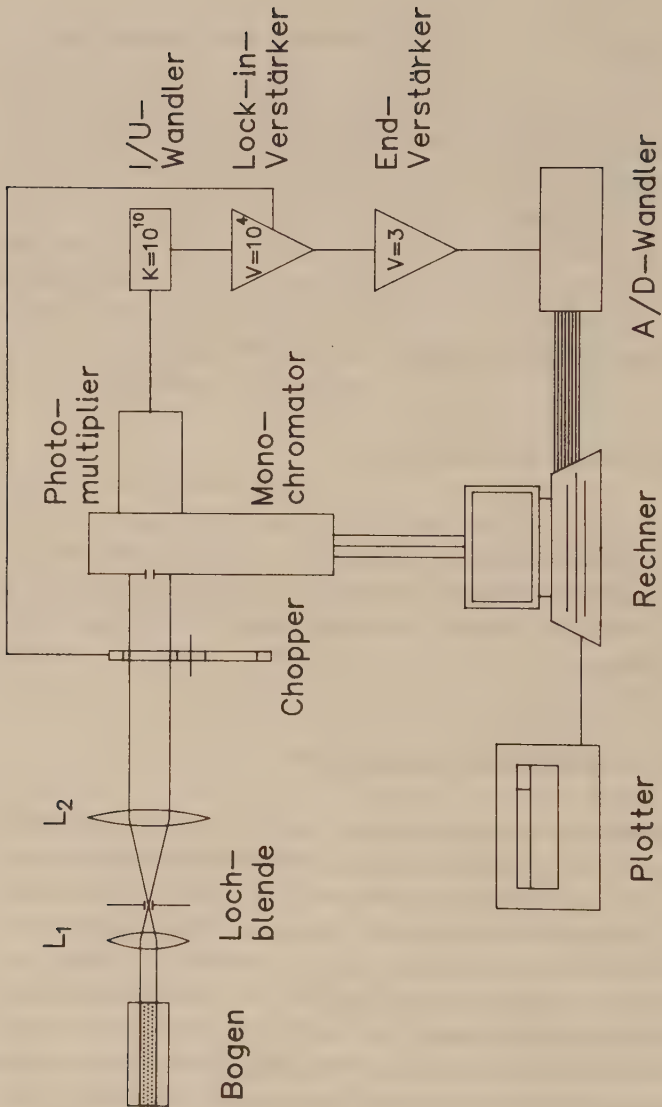


Abb. 5.2: Blockschaltbild des hochauflösenden Monochromators

die Genauigkeit der Messung durch statistische Methoden verbessert werden kann. Abb. 5.2 zeigt das Blockschaltbild des aufgebauten Systems. Der Bogen links im Bild wird durch das bereits beschriebene Abbildungssystem auf den Eingangsspalt des Monochromators abgebildet. Zusätzlich wird durch eine Chopperscheibe das Lichtsignal mit 10 kHz moduliert. Das vom Monochromator in seine spektralen Anteile zerlegte Licht wird am Austrittsspalt ausgekoppelt und von einem Photomultiplier detektiert. Der dabei entstehende Photostrom wird von einem I/U-Wandler mit einem Konversionsfaktor von 10^6 V/A gewandelt und von einem Lock-In-Verstärker, dem die Modulationsfrequenz des Choppers als Referenz zugeführt wird, verstärkt. Mit Hilfe dieses Lock-In-Verstärkers ist es nun möglich, das Meßsignal, welches sich nur unwesentlich über den Dunkelstrom des Photomultipliers herausgehoben hat, selektiv um einen Faktor 10^4 zu verstärken. Ein nachgeschalteter Endverstärker sorgt für eine optimale Aussteuerung des A/D-Wandlers, der ein Eingangssignal von 5 V benötigt. Das gewandelte Signal wird dann einem Rechner zugeführt, der gleichzeitig über einen Schrittmotor den Monochromator steuert.

Die Linsen L_1 und L_2 der Abbildungsoptik nach Abb. 5.1 hatten bei dieser Messung die Brennweiten $f_1 = 300$ mm und $f_2 = 720$ mm. Die Fourier-Blende hatte einen Durchmesser von $d = 0,7$ mm, und die radiale Auflösung, die mit dieser Dimensionierung erreicht wurde, lag bei 0,5 mm.

5.2.2 Der optische Vielkanalanalysator

Das Linienspektrum sowie das Affinitätskontinuum des Fluorogens und die Bogenspektren in den verschiedenen Phasen der Umwandlung sind mit einem optischen Vielkanalanalysator (Optical-Multichannel-Analyser OMA II der Firma EG&G Prince-

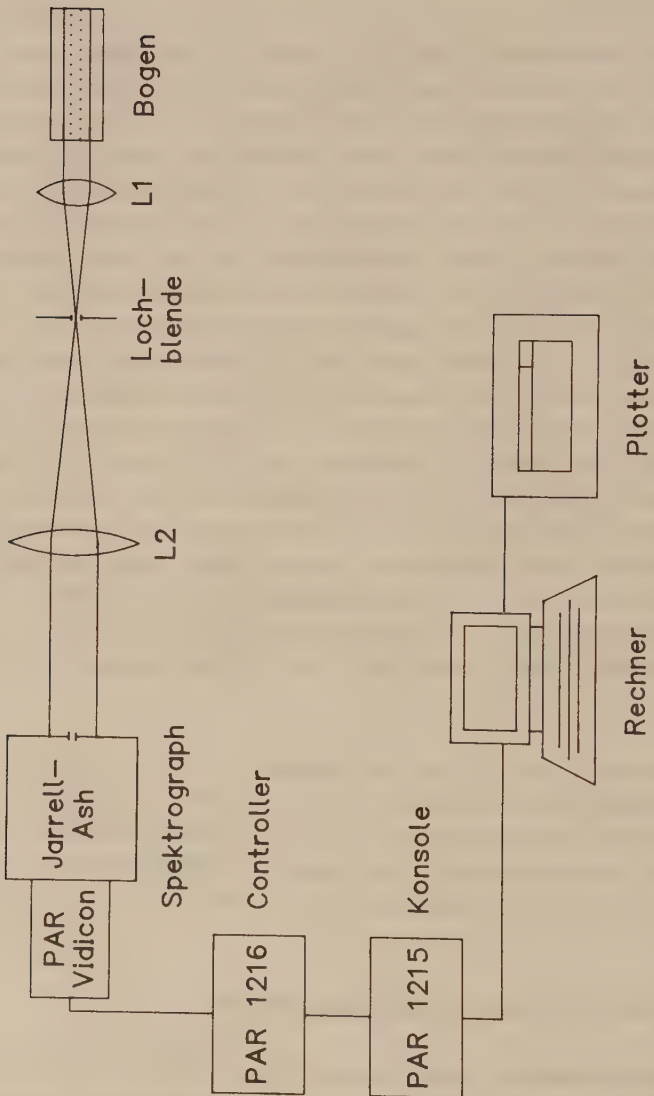


Abb. 5.3: Blockschaltbild des OMA II-Systems

ton Applied Research) registriert worden. In Abb. 5.3 ist das Blockschaltbild des Meßsystems dargestellt.

Der Lichtbogen wurde durch das bereits beschriebene Abbildungssystem auf den Spalt eines Spektrographen abgebildet. Bei den Messungen im UV-Teil des Spektrums wurden für die Linsen L_1 und L_2 Quarzachromate der Firma Halle mit den Brennweiten $f_1 = 400$ mm und $f_2 = 500$ mm verwendet. Die Fourier-Blende hatte einen Durchmesser von $d = 0,8$ mm und die radiale Auflösung betrug $0,2$ mm. Für die Messungen im roten Teil des Spektrums wurde die gleiche Abbildungsoptik benutzt, mit der auch die Linie H_β vermessen wurde.

Als Spektrograph wurde das Modell Mark X der Firma Jarrell-Ash benutzt, der eine Brennweite von $f = 27,5$ cm hat und wahlweise mit einem Gitter G_1 von 150 Linien/nm und einem Gitter G_2 von 600 Linien/mm ausgerüstet werden kann.

In der Spektralebene des Spektrographen befindet sich als Detektor ein Vidikon, das, um den spektralen Empfindlichkeitsbereich ins UV zu erweitern, mit einem Szintillator (Silicon-Intensified-Target) bedampft ist. Dadurch wird ein nutzbarer Meßbereich von 200 bis 900 nm erreicht. Abb. 5.4 zeigt den prinzipiellen Aufbau des Vidikons. Über eine Glasfaseroptik gelangt das Licht auf eine S20-Photokathode. Auf der Außenseite dieser Optik befindet sich der Szintillator. Die aus der Kathode ausgelösten Elektronen werden durch einen elektrostatischen Bildverstärker auf ein Siliziumdiodentarget abgebildet. Das Target ist aus einer Matrix von Siliziumdioden aufgebaut, die in einem Abstand von $9 \mu\text{m}$ angeordnet sind. Die Elektronen des Bildverstärkers erzeugen auf diesem Target ein Ladungsmuster, das von hinten mit einem Elektronenstrahl abgetastet wird. Der dabei zur Wiederaufladung der beleuchteten Dioden benötigte Strom ist dann der auf der Photokathode auftreffenden Strahlungsenergie propor-

tional und wird als Meßsignal verstärkt.

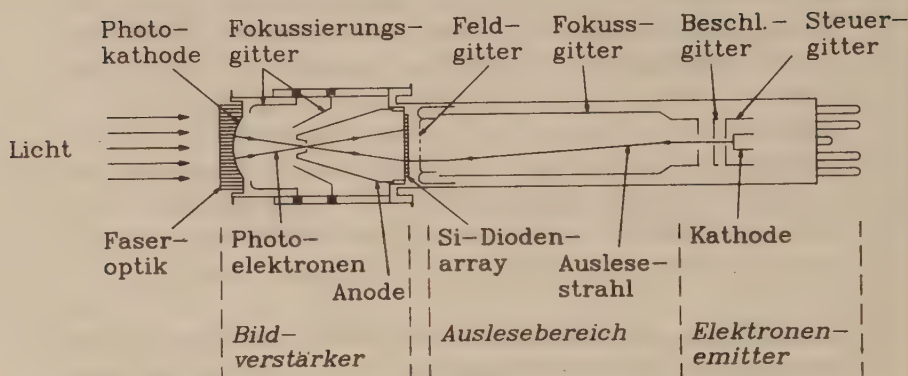


Abb. 5.4: Schematischer Aufbau des Vidikons

Der Elektronenstrahl hat einen Durchmesser von $25\text{ }\mu\text{m}$. Bei einer aktiven Fläche des Targets von $12,5 \times 12,5\text{ mm}$ lassen sich somit 500×500 Punkte auflösen. Da sich mit der Konsole 500 Kanäle gleichzeitig darstellen und bearbeiten lassen, beträgt die Ortsauflösung des Systems in der Dispersionsrichtung des Spektrographen ebenfalls $25\text{ }\mu\text{m}$. Senkrecht dazu (in Spaltrichtung) wird die von der Bestrahlungsstärke L_λ abhängige Ladung aller Dioden, die der gleichen Wellenlänge zugeordnet werden können, aufintegriert und einem Kanal zugewiesen. Das Target läßt sich in dieser Richtung in maximal 9 Tracks unterteilen, wodurch orts aufgelöste Messungen ermöglicht werden.

Der Controller (PAR 1216) übernimmt als Bindeglied zwischen Konsole und Vidikon die Steuerung des Elektronenstrahls und digitalisiert das Meßsignal.

Über die Konsole (PAR 1215) lassen sich die Meßparameter des Vidikons einstellen und der Ablauf der Messung steuern. Darüber hinaus ermöglicht die Konsole das Zwischenspeichern der Meßdaten auf Diskette sowie Bewertungen der aufgenommenen Spektren mit der spektralen Funktion der Systemempfindlichkeit.

Da sich mit der Konsole umfangreiche Berechnungen nicht realisieren lassen, werden die bewerteten Spektren auf einen Kleinrechner übertragen, mit dem die Auswertung der Daten durchgeführt wird.

5.2.2.1 Wellenlängeneichung des Systems

Um die registrierten Spektren bearbeiten zu können, müssen den von dem OMA II-System aufgenommenen 500 Kanälen Wellenlängen zugeordnet werden. Dazu wird ein bekanntes Referenzspektrum einer geeigneten Spektrallampe aufgenommen. Mit Hilfe eines an der Konsole zur Verfügung stehenden Programmes läßt sich dann aus vier gleichmäßig über die 500 Kanäle verteilten bekannten Spektrallinien eine Eichfunktion der Form $\lambda = f(\text{Kanal})$ berechnen. Als Spektrallampe diente im UV-Teil des Spektrums eine Hg-Lampe, der rote Teil des Spektrums wurde mit einer He- bzw. Ne-Lampe kalibriert. Der Spektralbereich, der sich bei einer Belichtung des Targets gleichzeitig erfassen läßt, beträgt dann für das Gitter G_1 300 nm und für das Gitter G_2 75 nm.

5.2.2.2 Absoluteichung der Spektren

Zur Kalibrierung der Spektren in absoluten Einheiten wird die spektrale Empfindlichkeitsfunktion $S(\lambda)$ des gesamten Meßsystems benötigt. Dazu wird die Strahlung einer Eich-

lichtquelle mit der gleichen optischen Anordnung, wie sie für die Registrierung des Bogenspektrums benutzt wird, auf den Spalt des Spektrographen abgebildet. Die spektrale Empfindlichkeitsfunktion $S(\lambda)$ wird dadurch gewonnen, daß die in $[W/(m^2 nm sr)]$ gegebene spektrale Strahlungsdichte der Eichlampe auf die in Counts/Channel gemessene Intensität dieser Eichlampe bezogen wird. Durch die Bewertung der gemessenen Bogenspektren $[Counts/Channel]$ mit dieser Empfindlichkeitsfunktion $S(\lambda)$ $[(Counts/Channel) / (W/(m^2 nm sr))]$ werden die Spektren in absoluten Einheiten $[W/(m^2 nm sr)]$ kalibriert.

Als Eichstrahler diene im sichtbaren Teil des Spektrums (330 - 800 nm) eine Wolframbandlampe (Typ Wi 17/G der Firma Osram) mit einer über den elektrischen Strom einstellbaren Temperatur des schwarzen Strahlers von T_{S1} (655 nm) = 2400 K und T_{S2} (655 nm) = 2600 K. In dem vom Hersteller mitgelieferten Eichbrief sind die erforderlichen Ströme zur Einstellung dieser beiden Temperaturen angegeben. Für den Zusammenhang zwischen der Temperatur des schwarzen Strahlers T_s und der wahren Temperatur des Wolframbandes T gilt nach /21/:

$$\ln \varepsilon(\lambda_0, T) = \frac{C_2}{\lambda_0} \left[\frac{1}{T} - \frac{1}{T_s} \right] \quad (5.1)$$

Hierin ist C_2 eine Konstante mit dem Wert $C_2 = 1,435 \text{ cm K}$ und $\varepsilon(\lambda_0, T)$ das Emissionsvermögen bei der Temperatur T und der Wellenlänge $\lambda_0 = 655 \text{ nm}$. Da in dieser Gleichung die Temperatur T und damit auch das Emissionsvermögen bei dieser Temperatur T nicht bekannt ist, muß sie iterativ gelöst werden. Die Iteration ist in /22/ für die Temperaturen T_{S1} und T_{S2} durchgeführt worden. Es ergeben sich dabei folgende Werte für die Temperaturen T :

$$T_{S1} = 2400 \text{ K} \longrightarrow T = 2640 \text{ K}$$

$$T_{S2} = 2600 \text{ K} \longrightarrow T = 2900 \text{ K}$$

Wegen der bei höheren Temperaturen stärkeren Emission im UV-Teil des Spektrums ist die Wolframbandlampe bei der Temperatur $T = 2900 \text{ K}$ betrieben worden. Die theoretische Verteilung der spektralen Strahldichte läßt sich nach folgender Funktion berechnen:

$$L_{\lambda}(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T) \cdot B(\lambda, T) \quad (5.2)$$

Da die Verteilungsfunktion zur Auswertung auf dem OMA II-System in analytischer Form vorliegen muß, wurde der tabellarisch vorliegende Verlauf des Emissionskoeffizienten $\varepsilon(\lambda, T)$ der Wolframbandlampe /21/ durch ein Polynom angenähert; $B(\lambda, T)$ ist die Plancksche Strahldichte.

Die Absoluteichung im UV-Teil des Spektrums (200 - 400 nm) stellte sich als schwierig heraus, da es für diesen Wellenlängenbereich an Sekundär-Strahlungsnormalen fehlt. Der klassische Kohlebogen scheidet wegen seiner starken Emission von Molekülbanden zwischen 330 und 420 nm /23,24/ aus; beim „argon-mini-arc“ ist die spektrale Strahldichteverteilung nur bis zu einer langwelligen Grenze von 335 nm bekannt /25/. Zur Eichung wurde deshalb eine Deuteriumlampe (Typ D 200 der Firma Heraeus) herangezogen. Der spektrale Verlauf der Strahlungsleistung liegt hier jedoch nur in relativer Form vor /26/, da die absolut emittierte Strahlungsleistung eine starke Funktion des Alters der Lampe ist. Um die Deuteriumlampe dennoch zur Absoluteichung heranziehen zu können, mußte sie vor jeder Messung absolut geeicht werden. Diese Eichung wurde im Wellenlängenbereich unter 300 nm mit einem argon-mini-arc durchgeführt und im Wellenlängenbereich über 350 nm mit Hilfe der Wolframbandlampe kontrolliert. Eine typische Eichung der Deuteriumlampe ist in Abb. 5.5 dargestellt. In dieser Abbildung ist neben den Meßwerten der spektrale Verlauf der Strahlungsleistung eingezeichnet, der durch die Kalibrierung des in /26/ angegebenen relativen

Verlaufs in absoluten Einheiten ermittelt wurde.

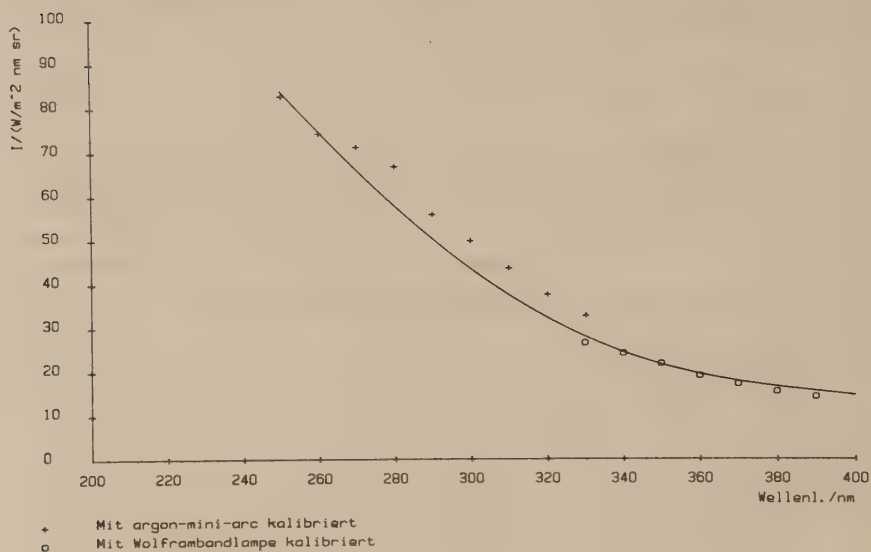


Abb. 5.5: Kalibrierung der Deuteriumlampe in absoluten Einheiten. Neben den Meßpunkten, die durch die Kalibrierung mit Hilfe einer Wolframbandlampe und eines argon-mini-arcs gewonnen wurden, ist die /26/ entnommene relative spektrale Strahldichtevertelung in absoluten Einheiten dargestellt (ausgezogene Kurve).

Im Gegensatz zur Deuteriumlampe handelt es sich bei der Wolframbandlampe sowie beim argon-mini-arc um Strahlungsquellen, deren Strahlungsleistung im sichtbaren Spektralbereich wesentlich größer als im UV-Teil des Spektrums ist. Im Spektrographen wird bei Messungen im UV das im sichtbaren

Spektralbereich emittierte Licht von dem Gitter auf die Wände des Spektrographen geworfen, wo es absorbiert wird. Ein Teil dieses Lichtes wird jedoch reflektiert und fällt als Streulicht auf das Vidikon, wodurch, falls die Strahlungsleistung groß genug ist, die Messungen verfälscht werden können. Das Streulicht muß daher von dem Meßsignal subtrahiert werden. Um den Anteil dieses Streulichtes zu ermitteln, ist unmittelbar vor dem Eingangsspalt des Spektrographen ein Kantenfilter mit der Grenzwellenlänge $\lambda_g = 435 \text{ nm}$ in den Strahlengang eingebracht worden. Unterhalb dieser Grenzwellenlänge hat das Filter ein Transmissionsvermögen, das kleiner als $10^{-3}\%$ ist. Oberhalb dieser Wellenlänge hat es ein Transmissionsvermögen von mehr als 97%. Durch dieses Filter kann also nur Licht aus dem sichtbaren Spektralbereich in den Spektrographen gelangen. Das jetzt im UV registrierte Licht ist daher Streulicht, das aus dem sichtbaren Bereich stammt.

Da es sich bei der Deuteriumlampe sowie beim argon-mini-arc um nahezu punktförmige Lichtquellen handelt, konnten bei der Ermittlung der spektralen Empfindlichkeitsfunktion diese Eichlichtquellen nicht direkt in die Objektebene des Abbildungssystems gebracht werden. Da die Objektebene auf den Eingangsspalt des Spektrographen abgebildet wird, macht diese Anordnung eine gleichmäßige Ausleuchtung des Eingangspaltes unmöglich. Um den Spalt dennoch gleichmäßig ausleuchten zu können, ist das Abbildungssystem um einen weiteren UV-Achromat mit einer Brennweite von $f = 216 \text{ mm}$ erweitert worden, der in der Objektebene angeordnet und in dessen Brennpunkt die punktförmigen Eichlichtquellen gebracht wurden. Bei dieser Anordnung strahlt die beleuchtete ausge dehnte Linsenfläche mit der spektralen Strahlungsichte der Mitte der Eichlichtquelle.

Die spektrale Empfindlichkeitsfunktion $S(\lambda)$ berücksichtigt nur die Komponenten des optischen Aufbaus, die sowohl von dem Bogenlicht als auch von dem Licht der Eichlichtquelle durchstrahlt werden. Der zusätzlich eingebrachte Achromat, der nur von dem Licht der Eichlichtquelle durchstrahlt wird, und das untere Saphirfenster des Bogengefäßes, das nur von dem Bogenlicht durchstrahlt wird, müssen bei der Eichung durch zusätzliche Korrekturfaktoren berücksichtigt werden. Um die Meßfehler zu minimieren, ist deshalb das spektrale Transmissionsvermögen des Achromaten sowie des Saphirfensters experimentell bestimmt worden. Dazu wurde der Achromat direkt vor dem Eingangsspalt in den Strahlengang des Abbildungssystems gebracht und die Intensitätsverteilung der Deuteriumlampe registriert. Danach wurde der Achromat entfernt. Das Verhältnis der gemessenen spektralen Intensitätsverteilungen ohne und mit Achromat liefert eine Korrekturfunktion $K_A(\lambda)$, die seinem Transmissionsvermögen entspricht. Da sich der Achromat bei dieser Messung direkt vor dem Eingangsspalt und damit nahezu in der Objektebene des Spektrographen befindet, können Fehler aufgrund der Aufweitung des Lichtstrahls durch den Achromaten vernachlässigt werden. Analog dazu ist die Korrekturfunktion $K_S(\lambda)$ des Transmissionsvermögens des Saphirfensters bestimmt worden.

5.3 Das Spektrum des Fluorbogens

Das Spektrum des Fluorbogens ist in einem Wellenlängenbereich von 200 - 750 nm orts aufgelöst über den Bogenquerschnitt registriert worden. Abb. 5.6 und 5.7 zeigen das Spektrum für verschiedene Wellenlängenbereiche in der Achse sowie am Rand der Entladung bei $r = 3$ mm. Das Spektrum ist mit dem OMA II-System registriert und in absoluten Einheiten kalibriert worden.

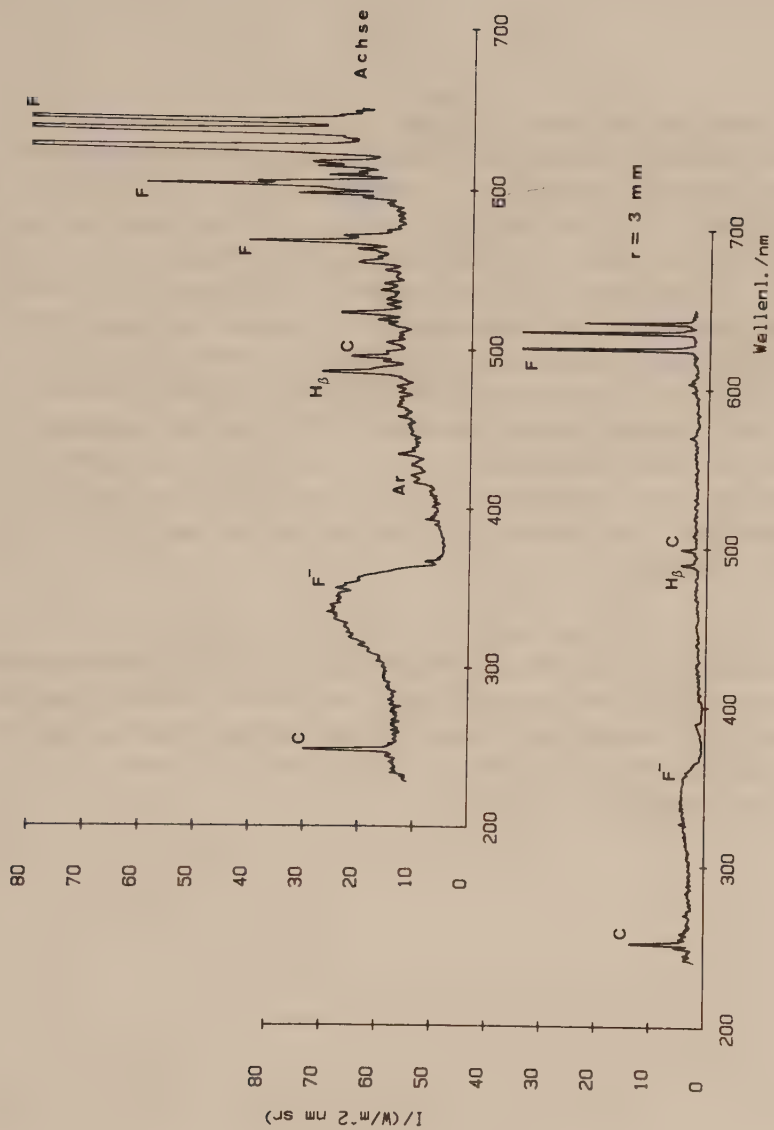


Abb. 5.6: Das Spektrum des Fluorbogens im Bereich von 250 bis 650 nm

Im UV-Teil des Spektrums (Abb. 5.6) dominiert das Fluor-Affinitätskontinuum, das sich von ca. 360 nm zu kürzeren Wellenlängen erstreckt. Dem überlagert ist bei 247,86 nm die Resonanzlinie des Kohlenstoffs, der sich als Verunreinigung in der Entladung befindet. Diese Linie findet sich auch in der 2. Ordnung des Gitters bei 495,7 nm wieder. Weiterhin befinden sich als Verunreinigungen Spuren von Argon (400 - 450 nm) und Wasserstoff (486 nm) in der Entladung. Außer dem Argon, das durch Kathaphorese aus den Elektrodenräumen in die Entladung gelangt, handelt es sich bei den anderen Elementen um Verunreinigungen, die nach Herstellerangaben bereits in der Form von CF_4 und HF im Fluor enthalten sind. Bei den Linien oberhalb von 550 nm handelt es sich um atomare Fluorlinien.

Im roten Teil des Spektrums (Abb. 5.7) sind die Fluorlinien angesiedelt. Abgesehen von der H_α -Linie des Wasserstoffs bei 656,3 nm handelt es sich bei allen registrierten Linien um atomare Fluorlinien. Dabei ist das gesamte Spektrum der in den spektralen Tabellen /4/ aufgeführten atomaren Fluorlinien registriert worden.

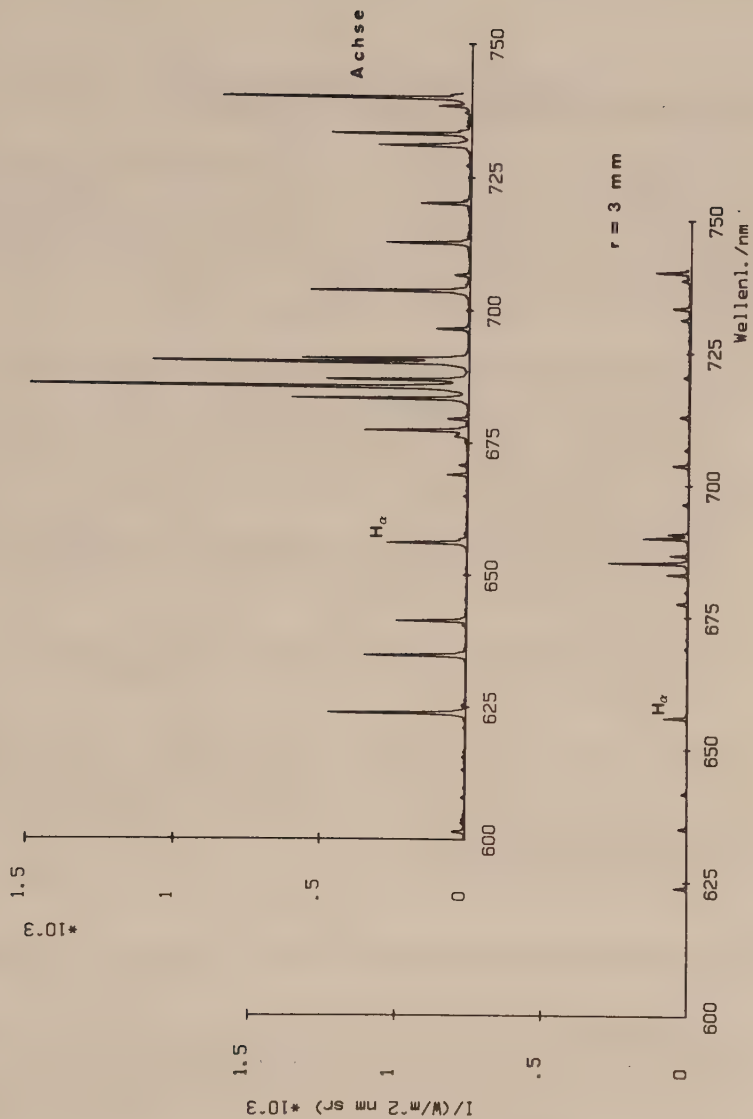


Abb. 5.7: Das Spektrum des Fluorbogens im Bereich von 600 bis 700 nm

6. Auswertung der spektroskopischen Messungen

Zur Bestimmung des integralen Stoßquerschnittes Q_{ef} werden als Meßgrößen der radiale Verlauf der Elektronentemperatur T_e sowie der Elektronendichte n_e benötigt. Diese Daten sind aus dem Emissionsspektrum des Fluorbogens ermittelt worden, wozu mehrere Verfahren zur Verfügung stehen:

- die Bestimmung der Elektronentemperatur aus dem Verhältnis zweier atomarer Fluorlinien;
- die Bestimmung der Elektronentemperatur aus dem relativen Verlauf des Emissionskoeffizienten des Fluor-Affinitätskontinuums;
- die Bestimmung der Elektronendichte aus dem Absolutwert des Emissionskoeffizienten des Fluor-Affinitätskontinuums;
- die Bestimmung der Ladungsträgerdichte aus der Halbwertsbreite der Balmerlinie H_β des Wasserstoffs.

Es kann somit sowohl die Temperaturbestimmung als auch die Teilchendichtenbestimmung mit voneinander unabhängigen Meßverfahren durchgeführt werden, so daß eine Kontrolle der Meßergebnisse möglich ist.

6.1 Messung der Elektronentemperatur an atomaren Fluorlinien

Die Bestimmung der Elektronentemperatur aus dem Intensitätsverhältnis zweier Linien gehört zu den Standard-Untersuchungsmethoden für Hochdruckentladungen. Sie ist daher zur Messung der Temperaturverteilung im Fluorbogen herangezogen worden.

Für die Intensität I_i einer Linie, die beim Übergang vom angeregten Niveau i zum Niveau j aus einer homogenen, op-

tisch dünnen Schicht der Länge l emittiert wird, gilt:

$$\int I_{i\lambda} d\lambda = \frac{1}{4\pi} \frac{hc}{\lambda_{ij}} A_{ij} N_i l \quad (6.1)$$

Mit der Beziehung

$$\varepsilon_i = \frac{1}{l} \int I_{i\lambda} d\lambda \quad (6.2)$$

folgt daraus für den Linienemissionskoeffizienten ε_i :

$$\varepsilon_i = \frac{1}{4\pi} \frac{hc}{\lambda_{ij}} A_{ij} N_i \quad (6.3)$$

Wird nun nach Boltzmann die Anzahl der Teilchen im angeregten Zustand i durch die Elektronentemperatur und die Gesamtzahl der Teilchen ausgedrückt,

$$\frac{N_i}{N} = \frac{g_i}{Z} e^{-\frac{E_i}{kT}} \quad (6.4)$$

mit: g_i : Statisches Gewicht des Zustandes i

Z : Zustandssumme

E_i : Energie des Niveaus i

so ergibt sich für den Linienemissionskoeffizienten ε_i :

$$\varepsilon_i = \frac{1}{4\pi} \frac{g_i}{Z} \frac{hc}{\lambda_{ij}} A_{ij} N e^{-\frac{E_i}{kT}} \quad (6.5)$$

Analog gilt für den Linienemissionskoeffizienten ε_{λ} der Linie, die beim Übergang vom angeregten Niveau m zum Niveau n emittiert wird:

$$\varepsilon_{\lambda} = \frac{1}{4\pi} \frac{g_{\lambda}}{Z} \frac{hc}{\lambda_{mn}} A_{mn} N e^{-\frac{E_{\lambda}}{kT}} \quad (6.6)$$

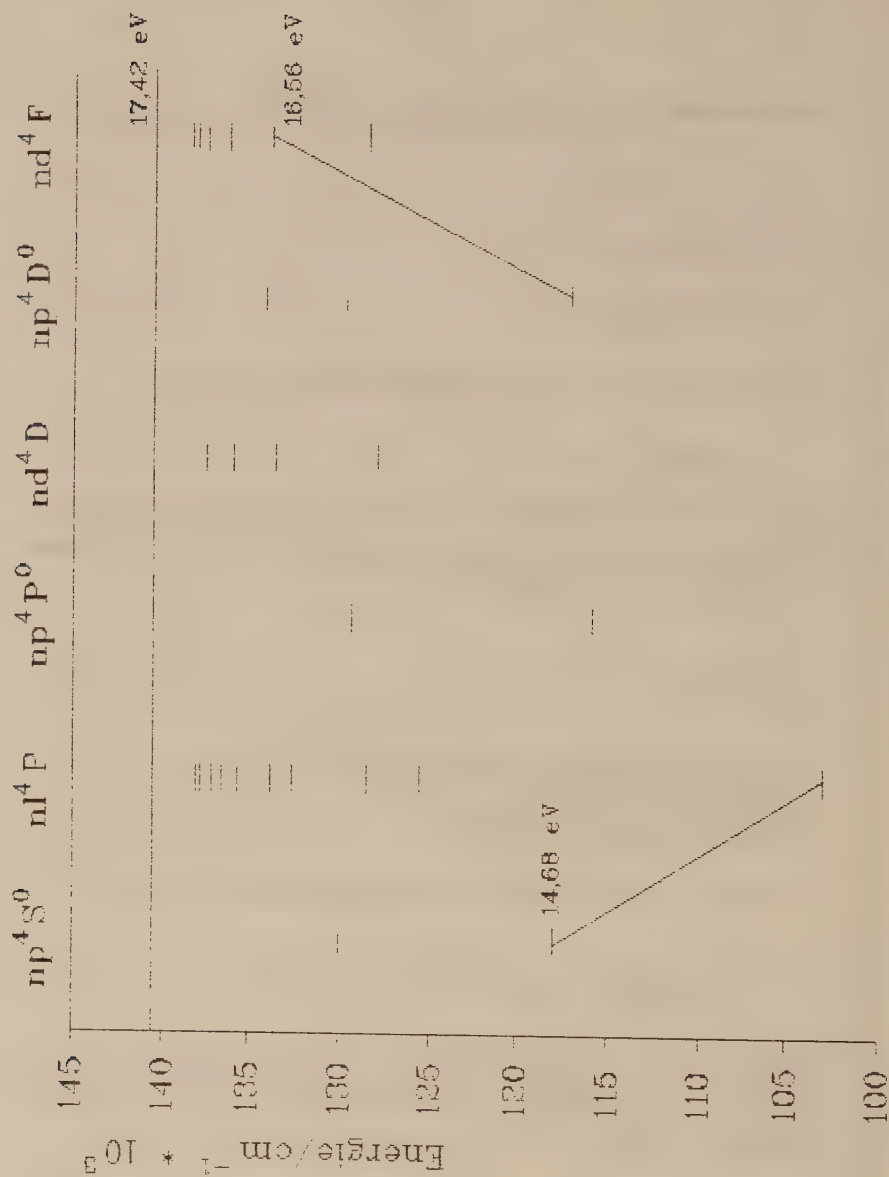


Abb. 6.1: Termschema des Fluors [27/].

Die bei der Messung benutzten Übergänge sind durch Linien verbunden.

Aus dem Verhältnis der Linienemissionskoeffizienten dieser beiden Linien ist es damit möglich, die Elektronentemperatur T_e zu bestimmen:

$$T_e = \frac{E_{\text{II}} - E_i}{K} \frac{1}{\ln \left[\frac{\frac{E_i}{E_{\text{II}}} \frac{A_{\text{II}}}{A_{ij}} \frac{\lambda_{ij}}{\lambda_{\text{II}}}}{\frac{E_{\text{II}}}{E_i} \frac{A_{ij}}{A_{\text{II}}} \frac{\lambda_{\text{II}}}{\lambda_{ij}}} \right]} \quad (6.7)$$

Um sicherzustellen, daß zur Bestimmung der Elektronentemperatur nur optisch dünne Linien herangezogen werden, wurden die Linienintensitäten an Bögen von 145 mm und 185 mm Länge gemessen. Dabei hat sich gezeigt, daß im Rahmen der Meßgenauigkeit die Linienintensitäten proportional zur Bogenlänge sind. Abb. 6.1 zeigt einen Auszug aus dem Fluor-Termschema mit den emittierten Linien, das /27/ entnommen ist. In dem Termschema sind die oberen Niveaus der zur Temperaturmessung herangezogenen Linien durch Angabe ihrer Energie gekennzeichnet. Sie liegen bei $E_{\text{II}} = 16,56$ eV und $E_i = 14,68$ eV. Ebenfalls in dem Bild eingezeichnet ist die Ionisationsgrenze von $E_i = 17,42$ eV.

In Abb. 6.2 ist das dazugehörige registrierte Spektrum des Fluorbogens in einem Wellenlängenbereich von 590 - 660 nm dargestellt. Zur Bestimmung der Elektronentemperatur ist die Doppellinie bei $\lambda = 601,4$ und $\lambda = 601,58$ nm sowie die Linie bei $\lambda = 634,8$ nm herangezogen worden. Zur Kontrolle wurden weitere Linien ausgewertet. Der Linienemissionskoeffizient wurde nach Gleichung 6.2 durch Integration der Intensitäten I_λ über das Linienprofil und Division durch die Bogenlänge l bestimmt. Für die Übergangswahrscheinlichkeit der Doppellinie bei $\lambda = 601,5$ nm wurde ein Wert von $A_{\text{II}} = 8,5 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$ benutzt, der speziell für dieses Meßproblem von Richter und Schlüter /28/ berechnet wurde. Für die Übergangswahrscheinlichkeit der Linie bei $\lambda = 634,8$ nm finden sich in der Literatur unterschiedliche Werte. So ist sie bei Wiese und Martin /29/ mit einem Wert von $A_{ij} = 1,8 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ angegeben. Der

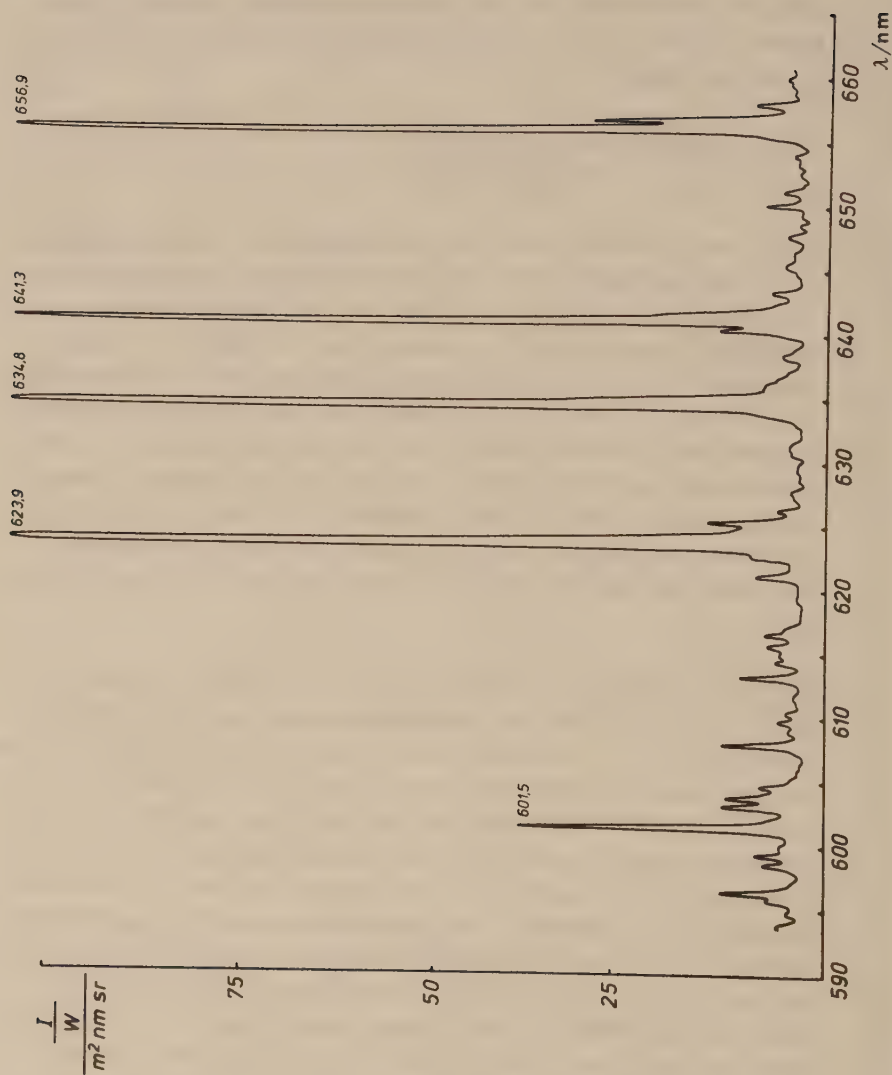


Abb. 6.2: Auszug aus dem Fluor-Linienspektrum

Wert von Baruschka und Schulz-Gulde ($A_{ij} = 1,02 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$) /30/ für diese Linie ist um fast einen Faktor 2 kleiner und liefert eine unverständlich niedrige Elektronentemperatur mit einem Achsenwert von $T_e = 5970 \text{ K}$. Die Übergangswahrscheinlichkeit von Vujnovic und Burshtein ($A_{ij} = 1,65 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$) /31/ stimmt im Rahmen der Meßgenauigkeit mit der von Wiese und Martin überein. Mit ihr ergibt sich eine um 3% niedrigere Elektronentemperatur als mit dem Wert von Wiese und Martin. Für die Auswertung wurde der von Vujnovic et. al. bestätigte Wert für die Übergangswahrscheinlichkeit von Wiese und Martin benutzt. Mit ihm ergibt sich in der Achse der Entladung eine Elektronentemperatur von:

$$T_e = 7786 \text{ K}$$

Gegen eine Messung der Elektronentemperatur aus dem Intensitätsverhältnis zweier Linien gibt es zwei Vorbehalte:

- Die Temperatur stellt eine Anregungstemperatur dar, die nicht zwingend mit der Temperatur der freien Elektronen übereinstimmen muß.
- Die in die Temperaturbestimmung eingehenden Übergangswahrscheinlichkeiten sind mit einer großen Unsicherheit behaftet.

Aus diesem Grunde wurde die Elektronentemperatur zusätzlich aus dem Elektronen-Affinitätskontinuum des Fluors bestimmt.

6.2 Messungen am Fluor-Affinitätskontinuum

Das Fluor-Affinitätskontinuum ist im UV-Teil des Spektrums angesiedelt und erstreckt sich von einem theoretischen Einsatzzpunkt bei $\lambda = 359,6 \text{ nm}$ zu kürzeren Wellenlängen. Abb.

6.3 zeigt einen Ausschnitt aus dem Spektrum des Fluorbogens

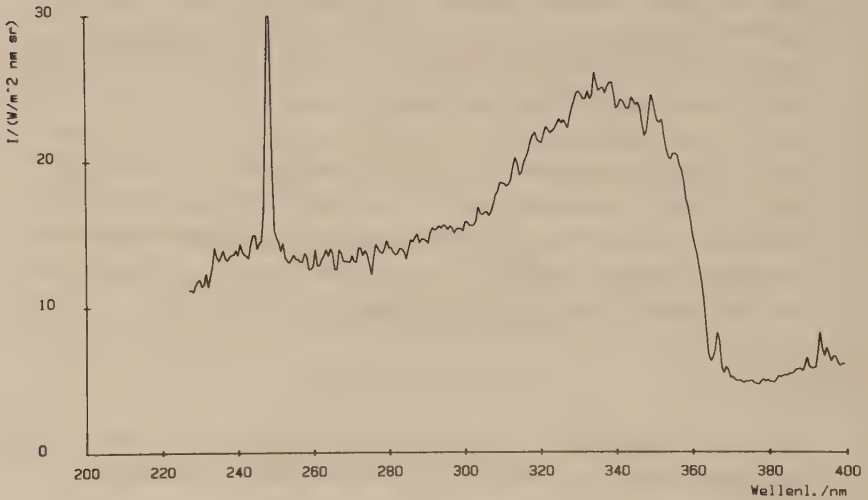


Abb. 6.3: Das Fluor-Affinitätskontinuum

in diesem Wellenlängenbereich. Das Kontinuum entsteht durch die Anlagerung von freien Elektronen an Fluoratome.



$$h\nu = E_a + \frac{1}{2} m u^2$$

$$E_a = 3,448 \text{ eV}$$

Die bei diesem Prozeß freiwerdende Energie wird in Form eines Lichtquants $h\nu$ abgegeben und entspricht der Summe aus der Anlagerungsenergie E_a und der kinetischen Energie der angelagerten Elektronen $\frac{1}{2} m u^2$. Der Emissionskoeffizient dieses Kontinuums spiegelt damit direkt die Energieverteilungsfunktion der freien Elektronen wider.

6.2.1 Bestimmung der Elektronentemperatur

Für den Emissionskoeffizienten des Fluor-Affinitätskontinuums gilt:

$$\epsilon_v dv = \frac{1}{4\pi} N_F n_e Q_a(u) f_e(u) 4\pi u^2 \frac{h^2 v}{m_e} dv \quad (6.8)$$

mit: N_F : Neutralteilchendichte

n_e : Elektronendichte

$Q_a(u)$: Anlagerungsquerschnitt

$f_e(u)$: Elektronenenergieverteilungsfunktion, für die im Fall einer Maxwellverteilung gilt:

$$f_e(u) = \left[\frac{m_e}{2\pi KT} \right]^{\frac{3}{2}} \exp \left[-\frac{\frac{1}{2} m_e u^2}{KT} \right] = \left[\frac{m_e}{2\pi KT} \right]^{\frac{3}{2}} \exp \left[-\frac{h\nu - E_a}{KT} \right]$$

Der Anlagerungsquerschnitt $Q_a(u)$ läßt sich nach /32/ durch den aus Stoßwellenexperimenten bekannten Photo-Ablösequerschnitt σ_v ausdrücken.

$$Q_a(u) = \frac{g^-}{2g_0} \frac{(h\nu)^2}{m_e c^2} \frac{\sigma_v}{\frac{1}{2} m_e u^2} \quad (6.9)$$

Mit $g_0 = 6$ für das Fluor-Atom und $g^- = 1$ für das F^- -Ion ergibt sich aus Gleichung 6.9 für eine Wellenlänge von z. B. $\lambda = 300$ nm für den Anlagerungsquerschnitt:

$$Q_a = 4,02 \cdot 10^{-6} \sigma_v$$

Der Verlauf des /33/ entnommenen Ablösequerschnittes σ_v ist in Abb. 6.4 in Abhängigkeit von der Energie des Lichtquants, die auch in Form der Wellenlänge eingezeichnet ist, dargestellt. Abb. 6.4 zeigt neben dem gemessenen Verlauf des Querschnittes zwei theoretische Kurven. Diese drei Kurven unterscheiden sich nur um einen konstanten Faktor, so daß der relative Verlauf der Energieabhängigkeit des Ablösequerschnittes zuverlässig bekannt ist.

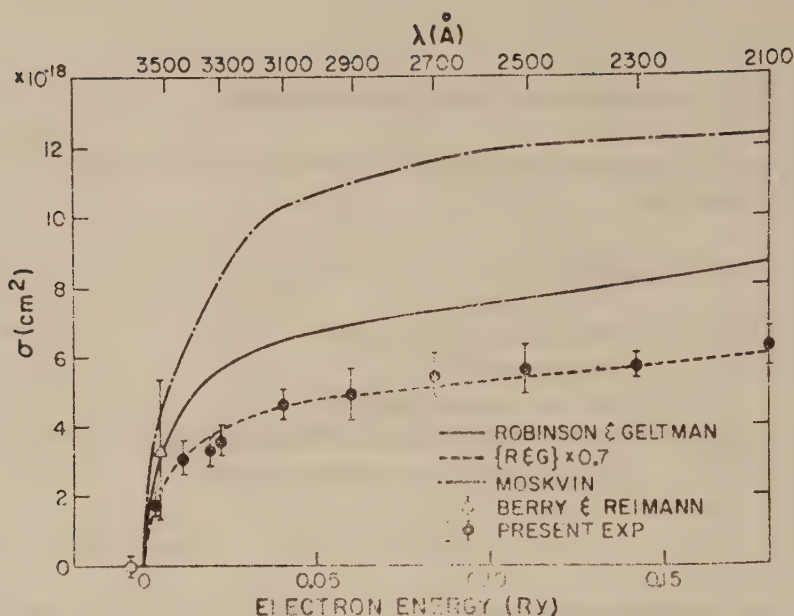


Abb. 6.4: Photoablösequerschnitt der negativen Fluorionen.
Die durch die Meßpunkte gehende gestrichelte Kurve ist der nach Robinson und Geltman (durchgezogene Linie) berechnete Verlauf mit einem Faktor 0,7 multipliziert. Die gestrichelpunktete Kurve ist der berechnete Verlauf des Querschnittes nach Moskvin.

Für den Emissionskoeffizienten ergibt sich mit Gleichung 6.9:

$$\varepsilon_v = \frac{g^-}{g_0} N_F n_e \frac{h^4 v^3}{m_e^3 c^2} \sigma_v f_e(u) = \frac{2h v^3}{c^2} \frac{g^-}{2g_0} \frac{h^3}{m_e^3} N_F n_e f_e(u) \sigma_v \quad (6.10)$$

und unter der Annahme einer Maxwellverteilung für $f_e(u)$:

$$\varepsilon_v = \frac{2h v^3}{c^2} \sigma_v N_F n_e \frac{g^-}{2g_0} \frac{h^3}{(2\pi m_e kT)^{3/2}} \exp\left[\frac{E_a}{kT}\right] \exp\left[-\frac{h\nu}{kT}\right] \quad (6.11)$$

Im Falle thermischen Gleichgewichtes folgt aus der Sahagleichung für die negativen Ionen:

$$N_F n_e \frac{g^-}{2g_0} \frac{h^3}{(2\pi m_e kT)^{3/2}} \exp\left[\frac{E_a}{kT}\right] = N^- \quad (6.12)$$

Für Nichtgleichgewichtssituationen stellt N^- eine abgekürzte Schreibweise dar, die von der Quantenenergie $h\nu$ unabhängig ist.

Der Emissionskoeffizient wurde nach der Beziehung

$$\epsilon_\lambda = \frac{I_\lambda}{l} \quad (6.13)$$

aus dem Verhältnis der gemessenen spektralen Strahlungsdichte I_λ des Fluor-Affinitätskontinuums, von der der überlagerte Untergrund subtrahiert wurde, zu der Länge $l = 185$ mm der Bogensäule bestimmt. Zur Ermittlung des Untergrundes wurde dieser durch eine Gerade angenähert, die den Untergrund oberhalb von 365 nm zu kürzeren Wellenlängen hin extrapoliert. Wie in Abschnitt 6.6 gezeigt, ist die Subtraktion des Untergrundes jedoch unkritisch, da der dadurch entstehende maximale mögliche Meßfehler unterhalb von 5% liegt. Für den Zusammenhang zwischen dem gemessenen Emissionskoeffizienten ϵ_λ und dem in Gleichung 6.11 benutzten Emissionskoeffizienten ϵ_ν gilt:

$$\epsilon_\nu d\nu = \epsilon_\lambda d\lambda \quad (6.14)$$

Unter Berücksichtigung der Beziehung 6.12 und 6.14 läßt sich Gleichung 6.11 in folgende Form umwandeln:

$$\ln\left[\frac{1}{2hN^- c^2} \frac{\epsilon_\lambda \lambda^5}{\sigma_\nu} \right] = - \frac{hc}{K\lambda} \frac{1}{T} \quad (6.15)$$

Wird nun in einem Boltzmannplot der mit dem wellenlängenabhängigen Faktor in der eckigen Klammer multiplizierte Emissionskoeffizient ϵ_λ über der durch die Boltzmannkonstante geteilten Quantenenergie aufgetragen, so ergibt sich im Falle einer Maxwellverteilung eine Gerade mit der Steigung $\frac{1}{T}$. Abb. 6.5 zeigt diesen Boltzmannplot für die Achse der Entladung. Wider Erwarten lassen sich die Meßwerte dabei durch zwei Geraden annähern, denen die Temperaturen $T_H = 7760$ K und $T_K = 3900$ K zugeordnet werden können. Auffällig ist weiterhin, daß die hier ermittelte niedrigere Temperatur von $T_K = 3900$ K mit der interferometrisch bestimmten Gastemperatur von $T_g = 4000$ K übereinstimmt. Die höhere Temperatur dagegen stimmt mit der aus dem Intensitätsverhältnis zweier Linien ermittelten Temperatur überein.

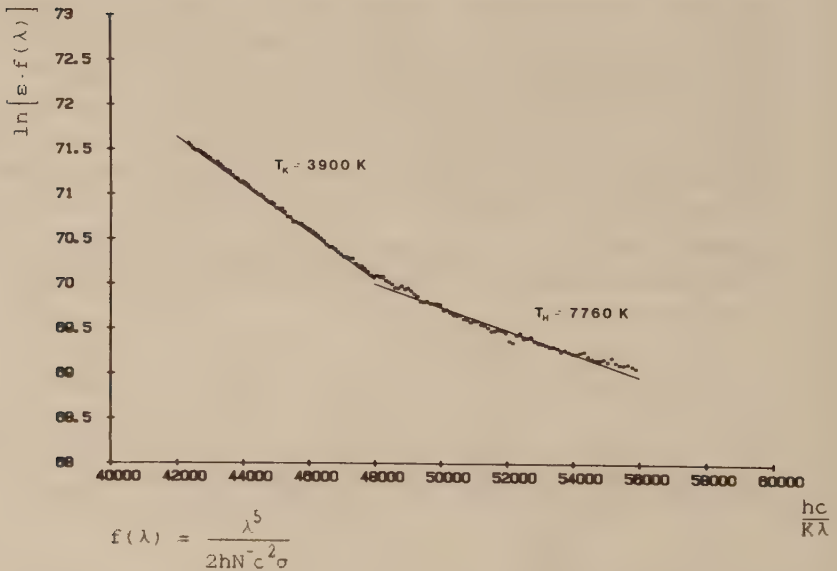


Abb. 6.5: Boltzmannplot

Wie Absorptionsmessungen am Fluorbogen mit einem Argonlichtbogen als Hintergrundlichtquelle zeigten, kann eine Verfälschung des gemessenen Verlaufs des Emissionskoeffizienten durch Absorption ausgeschlossen werden. Diese Kontrollmessungen werden durch eine Abschätzung der optischen Dicke, die von den negativen Fluorionen hervorgerufen wird, bestätigt.

$$\alpha_v l = \sigma_v N^- l \quad (6.16)$$

Hierbei ist für N^- der in Abschnitt 6.4 ermittelte Wert für die Dichte der negativen Ionen und für σ_v der Abb. 6.4 entnommene Ablösequerschnitt eingesetzt worden. Für die Achse der Entladung ergibt sich bei einer Wellenlänge von $\lambda = 340$ nm ein Wert von:

$$\alpha_v = 4,8 \cdot 10^{-2}$$

Aus dem Boltzmannplot folgt damit, daß in einer Fluorentladung niedrigen Ionisationsgrades keine einheitliche Elektronentemperatur vorliegt. Es sind vielmehr zumindest zwei Gruppen von Elektronen vorhanden, von denen eine Gruppe eine Energieverteilung hat, die der Gastemperatur entspricht.

6.2.2 Bestimmung der Elektronendichte

Die Elektronendichte läßt sich durch Integration über die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der freien Elektronen ermitteln. Dazu wird die Gleichung für den Emissionskoeffizienten 6.8 nach $n_e \cdot f_e(u)$ aufgelöst und σ_v durch den gemessenen Emissionskoeffizienten ε_λ nach Beziehung 6.14 ersetzt.

$$n_e \cdot f_e(u) = \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon} \frac{1}{N_F} \frac{m_e^3 \lambda^5}{h^4 c^2} \frac{\varepsilon_\lambda}{\sigma_v} \quad (6.17)$$

Unter der Voraussetzung einer isotropen Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen - die Drift der Elektronen aufgrund des elektrischen Feldes läßt sich, wie im Anhang C gezeigt, vernachlässigen -, ergibt sich für die Elektronendichte n_e folgende Bestimmungsgleichung.

$$n_e = \int n_e \cdot f_e(u) \cdot 4\pi u^2 du \quad (6.18)$$

Die Elektronendichte läßt sich damit direkt aus dem gemessenen spektralen Verlauf des Emissionskoeffizienten ϵ_λ des Fluor-Affinitätskontinuums bestimmen. Die Berechnung des Integranten $n_e \cdot f_e(u) \cdot 4\pi u^2$ ist im Anhang B als Beispiel für eine Wellenlänge von $\lambda = 340$ nm ausgeführt. In Abb. 6.6 ist

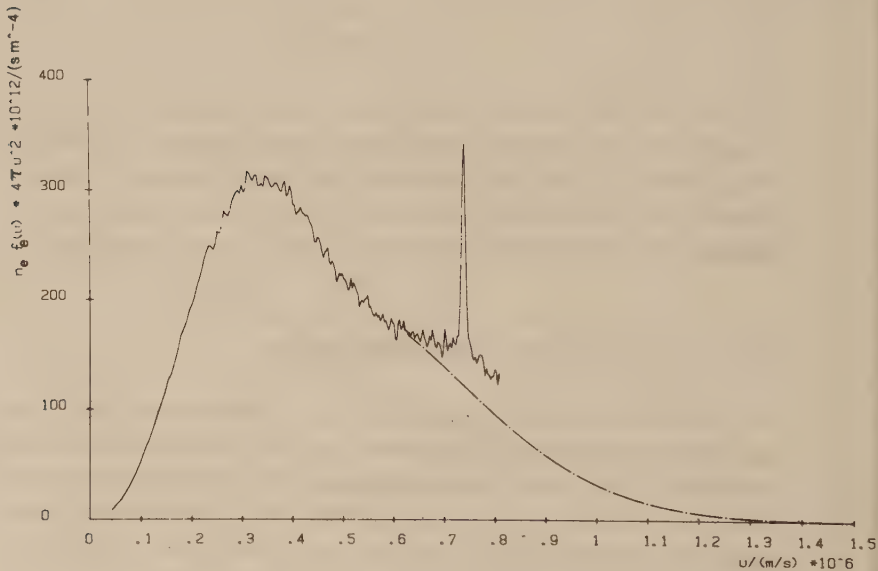


Abb. 6.6: Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der freien Elektronen

die so gemessene Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der freien Elektronen über der Geschwindigkeit aufgetragen. Unterhalb einer Wellenlänge von 270 nm, der eine Elektronengeschwindigkeit von $u = 6,3 \cdot 10^5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ entspricht, sind dem Fluor-Affinitätskontinuum CF-Banden überlagert, wodurch die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion oberhalb von $6,3 \cdot 10^5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ verfälscht wird. Nähere Angaben über diese Banden finden sich in /34/. Um eine Bestimmung der Elektronendichte nach Gleichung 6.18 dennoch zu ermöglichen, ist die zweite Gerade des Boltzmannplots für die Temperatur $T_H = 7760 \text{ K}$ in eine Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Elektronen umgerechnet worden. Der rechte Teil von Abb. 6.6 zeigt die so angenäherte Verteilungsfunktion der Elektronen oberhalb von $u = 6,3 \cdot 10^5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Die numerische Integration der auf diese Weise erzeugten Funktion liefert als Ergebnis die Elektronendichte in der Achse der Fluorentladung zu:

$$n_e = 1,3 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$$

Der extrapolierte Knickpunkt des Boltzmannplots (Abb. 6.5) liegt in der Achse der Entladung bei einer Wellenlänge von $\lambda = 297 \text{ nm}$. In der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion (Abb. 6.6) entspricht dies einer Geschwindigkeit von $u_k = 5,0 \cdot 10^5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Durch die Integration der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion nach Gleichung 6.18 von der Geschwindigkeit $u = 0$ bis zu dieser Geschwindigkeit u_k ergibt sich die Anzahl der Elektronen n_{ek} der kalten Komponente des Boltzmannplots. Analog dazu ergibt sich die Anzahl der Elektronen n_{eh} der heißen Komponente durch Integration der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion nach Gleichung 6.18 von u_k zu höheren Geschwindigkeiten. Für die Achse der Entladung ergibt sich dann:

$$\begin{aligned} n_{ek} &= 7,6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3} \\ n_{eh} &= 5,0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3} \end{aligned}$$

6.3 Bestimmung der Ionendichte

Die klassische Methode Ionendichten spektroskopisch zu messen, ist die, die Ladungsträgerdichte aus der Verbreiterung der Balmerlinien des Wasserstoffs zu bestimmen. Dazu ist die H_{β} -Linie des Wasserstoffs, der sich als Verunreinigung in der Fluorentladung befindet, mit dem hochauflösenden Monochromator orts aufgelöst registriert worden. Abb. 6.7 zeigt das Linienprofil für die Achse der Entladung.

Die Balmerlinien werden im wesentlichen durch den Stark Effekt verbreitert. Die Linienverbreiterung wird dadurch hervorgerufen, daß die Ionen im Plasma an den Orten der strah-

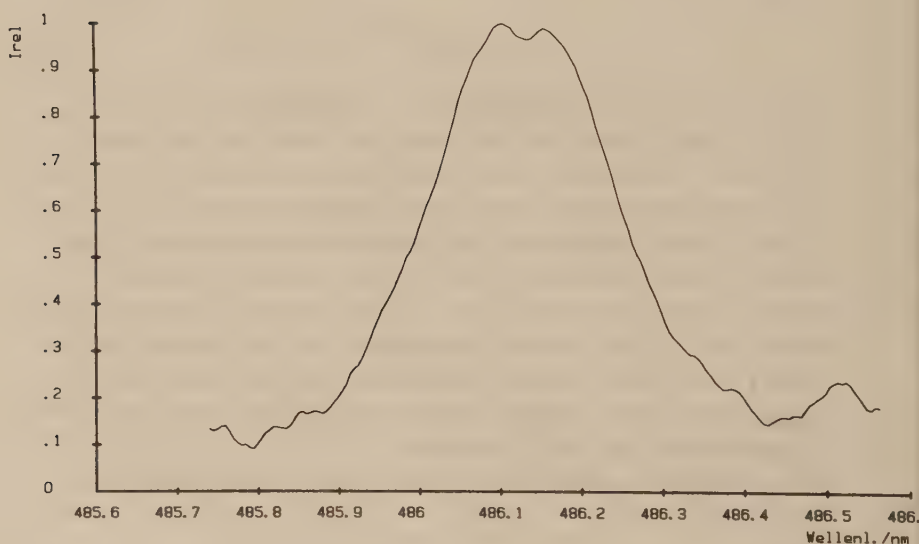


Abb. 6.7: Das Linienprofil der Wasserstofflinie H_{β}

lenden Atome elektrische Felder erzeugen, die eine Aufspaltung der Energieniveaus bewirken. Die Felder können für die Dauer des Strahlungsüberganges als zeitlich konstant angesehen werden, schwanken jedoch statistisch in ihrer Größe von Atom zu Atom. Aus der Überlagerung der unterschiedlich verstimten Einzelemissionen resultiert ein Linienprofil $g(\Delta\lambda)$, wobei $\Delta\lambda$ der Abstand von der Linienmitte ist. Das Linienprofil von H_β und der anderen Balmerlinien läßt sich mit Hilfe einer durch die Ionendichte bestimmten Normalfeldstärke

$$F_0 = 2,61 \frac{e}{4\pi\epsilon_0} N_L^{2/3} \quad (6.19)$$

und eines Parameters α

$$\alpha = \frac{\Delta\lambda}{F_0} \quad (6.20)$$

als eine Funktion $S(\alpha)$ darstellen. Diese ist von der Ionendichte nahezu unabhängig und nur schwach von der Elektronendichte und der Elektronentemperatur abhängig. Mit der reduzierten Halbwertsbreite α_H ergibt sich für die Halbwertsbreite $\Delta\lambda_H$

$$\Delta\lambda_H = \alpha_H F_0 \quad (6.21)$$

und aus der gemessenen Halbwertsbreite für die Ionendichte

$$N_L = C(n_e, T_e) \cdot \Delta\lambda_H^{3/2} \quad (6.22)$$

$$\text{mit: } C(n_e, T_e) = \left[\frac{4\pi\epsilon_0}{2,61e \cdot \alpha_H} \right]^{\frac{3}{2}}$$

Die Ionendichte läßt sich damit sehr einfach aus der Halbwertsbreite von H_β bestimmen. Werte für die $C(n_e, T_e)$ sind in /35/ tabellarisch für verschiedene Elektronendichten und Temperaturen aufgelistet.

Neuere Messungen, die jedoch nur den Ionendichtenbereich von $10^{22} - 10^{23} \text{ m}^{-3}$ abdecken /36/, haben den relativen Verlauf der reduzierten Halbwertsbreite α_H nach Griem /35/ zwar bestätigt, absolut liegen sie jedoch um 11% unter den Werten von Griem. Da für den in unserem Experiment zu erwartenden Ionendichtenbereich von $10^{20} - 10^{21} \text{ m}^{-3}$ keine aktuellen Werte vorliegen, ist der in /36/ gemessene Verlauf zu niedrigen Teilchendichten extrapoliert, und die Werte für die Griem-schen Koeffizienten $C(n_e, T_e)$ korrigiert worden.

$$\alpha_H = \frac{1}{C(n_e, T_e)^{2/3}} \frac{4\pi\epsilon_0}{2.61e} \quad (6.23)$$

Aus einer Verminderung der reduzierten Halbwertsbreite α_H um 11% resultiert eine Erhöhung des Faktors $C(n_e, T_e)$ um 19%. Für die Ionendichte in der Achse der Entladung ergibt sich dann:

$$N_L = 1,7 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$$

Wegen der geringen Intensität der Linie H_β konnte die Ionendichte allerdings nur bis zu einem Radius von $r = 2 \text{ mm}$ zuverlässig bestimmt werden. Aus dem gleichen Grund sind die Messungen mit einem Eingangsspalt von $d = 48 \text{ }\mu\text{m}$ durchgeführt worden. Um sicherzustellen, daß das Auflösungsvermögen des Monochromators auch bei dieser Spaltbreite ausreichend ist, ist die Linie eines He-Se-Lasers bei $\lambda = 484,45 \text{ nm}$ registriert worden. In Abb. 6.8 ist das Profil dieser Linie über der Wellenlänge dargestellt. Da die Linienbreite dieser Laserlinie kleiner als $1/1000 \text{ nm}$ ist, handelt es sich bei dem gemessenen Profil um das Apparateprofil des Monochromators. Die spektrale Auflösung des Systems liegt damit für diese Spaltbreite und Wellenlänge bei $\Delta\lambda = 0,03 \text{ nm}$.

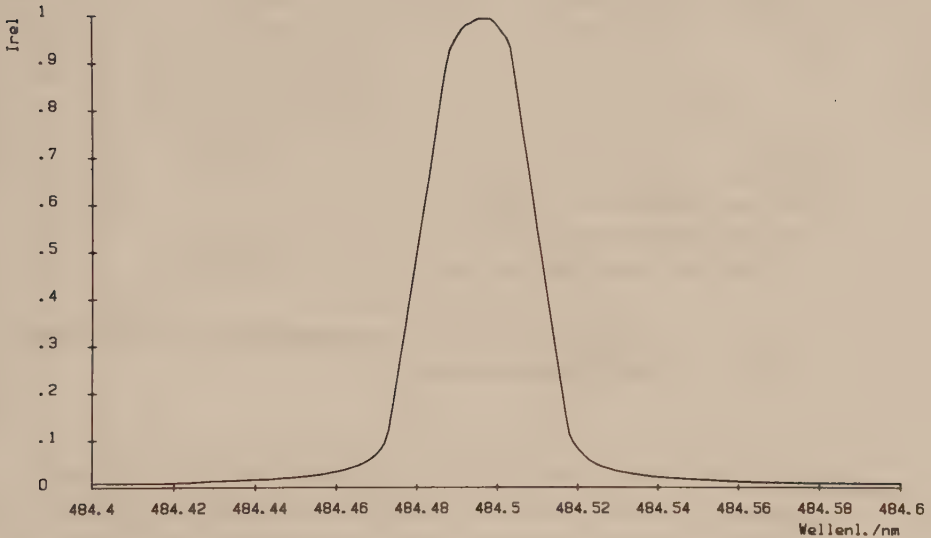


Abb. 6.8: Das Linienprofil der He-Se-Laser-Linie

6.4 Meßergebnisse

In Tabelle 6.1 sind die in der Achse der Entladung gemessenen Temperaturen und Ladungsträgerdichten zusammengefaßt.

Die aus dem F^- -Kontinuum ermittelte Temperatur der kalten Elektronen stimmt mit der interferometrisch gemessenen Gastemperatur überein. Durch das Ergebnis wird der interferometrisch gemessene radiale Verlauf der Gastemperatur bestätigt. Die ebenfalls aus dem F^- -Kontinuum bestimmte Temperatur der heißen Elektronen stimmt mit der aus dem Intensi-

Aus der Interferometrie:

$$T_g = 4000 \text{ K}$$

Aus dem F^- -Kontinuum:

$$T_H = 7760 \text{ K}$$

$$T_K = 3900 \text{ K}$$

$$n_e = 1,3 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$$

$$n_{eH} = 5,0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$$

$$n_{eK} = 7,6 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$$

Aus dem Verhältnis zweier

atomarer Fluorlinien:

$$T_e = 7786 \text{ K}$$

Aus der Halbwertsbreite von H_β : $N_L = 1,7 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$

Tabelle 1: Zusammenfassung der Meßergebnisse für die Achse der Fluorentladung.

tätsverhältnis zweier Fluorlinien gewonnenen Elektronentemperatur überein. Damit wird auch diese Messung bestätigt. In Abb. 6.9 ist der radiale Verlauf der Elektronen- und Gastemperatur dargestellt. Die Elektronentemperatur wurde bis zu einem Radius von $r = 1,0 \text{ mm}$ mit beiden Methoden und bis zum Bogenrand ($r = 3 \text{ mm}$) aus dem Linienintensitätsverhältnis bestimmt.

Die aus der Halbwertsbreite von H_β bestimmte Ionendichte N_L entspricht der Summe aus der Anzahl der positiven und der negativen Fluorionen.

$$N_L = N^+ + N^- \quad (6.24)$$

Weiterhin gilt aufgrund der Quasineutralitätsbedingung:

$$N^+ = N^- + n_e \quad (6.25)$$

Unter Berücksichtigung dieser beiden Gleichungen läßt sich

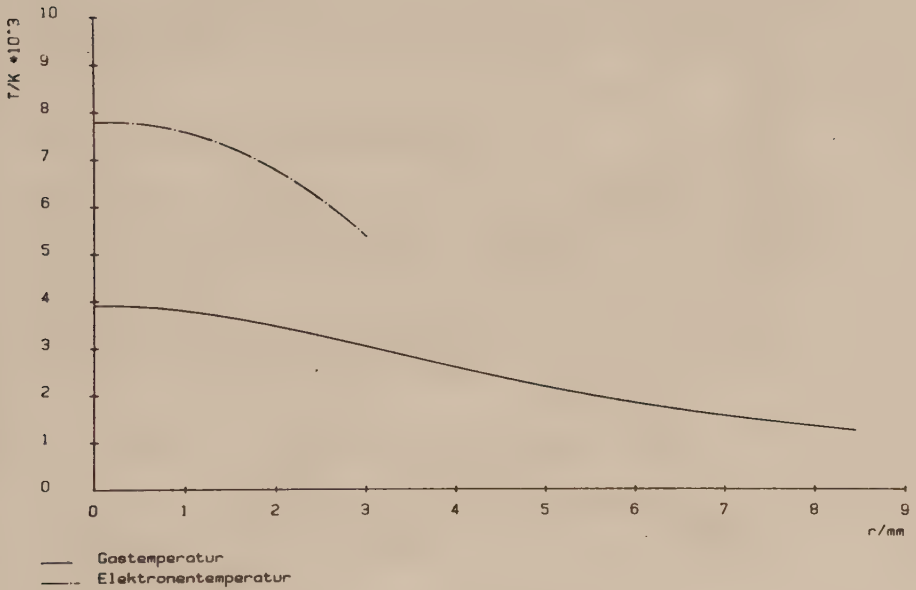


Abb. 6.9: Radialer Verlauf der Elektronen- und Gastemperatur

die Anzahl der positiven und negativen Fluorionen bestimmen:

$$N^- = \frac{N_L - n_e}{2} \quad (6.26)$$

Für die Achse der Entladung ergibt sich dann:

$$\begin{aligned} N^- &= 7,7 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3} \\ N^+ &= 9,0 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3} \end{aligned}$$

Abb. 6.10 zeigt die radialen Teilchendichtenverläufe. Da die Ionendichte N_L nur bis zu einem Radius von $r = 2$ mm bestimmt werden konnte, ist der Verlauf von N_L nach $r = 3$ mm extrapo-

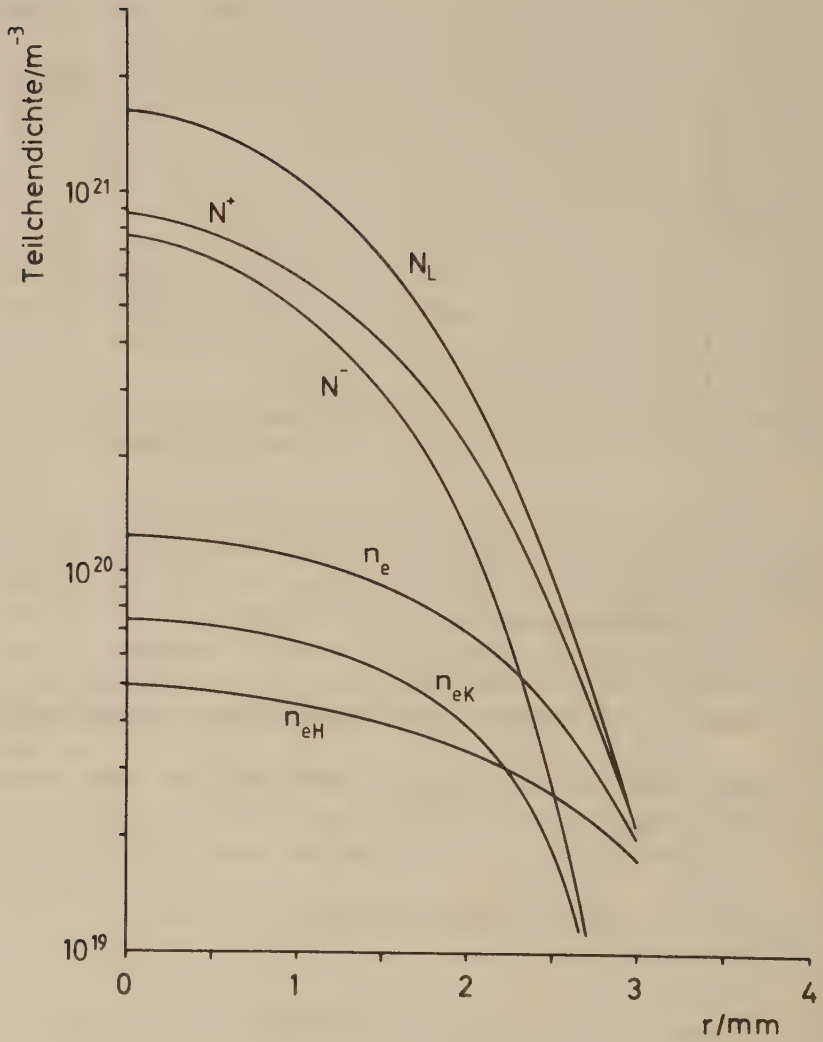


Abb. 6.10: Radialer Verlauf der Teilchendichten

liert worden. Die Gesamtzahl der Elektronen sowie deren Aufteilung in heiße und kalte Elektronen wurde aus dem Affinitätskontinuum bis zu einem Radius von $r = 3$ mm ermittelt.

6.4.1 Diskussion der Meßergebnisse

Unter der Voraussetzung lokalen thermischen Gleichgewichtes läßt sich die Abhängigkeit der Teilchendichten der einzelnen Plasmakomponenten durch die Saha-Eggert-Gleichung beschreiben. Es stellt sich allerdings die Frage, inwieweit diese Saha-Gleichung auch für die hier vorliegende Nichtgleichgewichtssituation brauchbare Aussagen liefert.

Aus der Saha-Gleichung bezogen auf negative Ionen

$$\frac{n_e N_F}{N^-} = \frac{Z_F}{g^-} 2 \frac{(2\pi m_e k T_e)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \exp\left(-\frac{E_a}{k T_e}\right) \quad (6.27)$$

ergibt sich mit:

$$\begin{aligned} N_F &= \frac{P}{kT} \\ T_e &= T_K = 3900 \text{ K} \quad (\text{Temperatur der kalten Elektronen}) \\ N^- &= 7,7 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3} \end{aligned}$$

eine Elektronendichte von

$$n_e = 9,7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$$

welche näherungsweise der gemessenen Dichte der kalten Elektronen entspricht.

Wird andererseits die Saha-Gleichung für die positiven Ionen angesetzt,

$$\frac{n_e N^+}{N_F} = \frac{Z_i}{Z_F} 2 \frac{(2\pi m_e k T_e)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \exp\left(-\frac{E_i}{k T_e}\right) \quad (6.28)$$

so ergibt sich mit:

$$N^+ = 9,0 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$$

$$T_e = T_H = 7760 \text{ K} \quad (\text{Temperatur der heißen Elektronen})$$

eine Elektronendichte von

$$n_e = 4,9 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$$

welche näherungsweise der gemessenen Dichte der heißen Elektronen entspricht.

Es hat daher den Anschein, daß die Zahl der negativen Ionen durch die Gastemperatur und die Zahl der positiven Ionen durch die Elektronentemperatur bestimmt ist.

6.5. Bestimmung des Stoßquerschnittes Q_{ef} zwischen Fluoratomen und freien Elektronen

In einer elektrischen Entladung wird die elektrische Leistung im wesentlichen von den freien Elektronen aus dem äußeren elektrischen Feld aufgenommen und durch elastische und unelastische Stöße mit den schweren Teilchen an diese weitergegeben. Es bildet sich dabei ein Gleichgewichtszustand aus, bei dem die Gastemperatur T_g der schweren Teilchen stets niedriger als die Temperatur T_e der Elektronen ist. Bei diesem Prozeß ist jedoch nur der Beitrag der heißen

Elektronengruppe von Bedeutung, da die Energie der kalten Elektronen der Gastemperatur entspricht. Werden gegenüber den elastischen Stoßprozessen alle anderen Energieverluste der Elektronen vernachlässigt, so ergibt sich folgender in /7/ angegebener Zusammenhang zwischen T_e und T_g :

$$\frac{T_e - T_g}{T_e} = \frac{3\pi}{32} \rho_0 \frac{M_F}{4m_e} \left[\frac{eE}{KT_e} \right]^2 \frac{1}{(N_F Q_{ef} + N_L Q_{ei})(N_F Q_{ef} + N_L Q'_{ei})} \quad (6.29)$$

Dieser Ausdruck liefert eine obere Grenze für den Unterschied zwischen T_e und T_g . Die unelastischen Stoßprozesse spielen eine um so geringere Rolle, je kleiner der Unterschied zwischen T_e und T_g ist. Das ist vor allem dann der Fall, wenn die Ionen mit ihren großen Coulombquerschnitten wesentlich zur Energieübertragung zwischen Elektronen und schweren Teilchen beitragen. Gleichung 6.29 enthält zwei unterschiedliche Coulombquerschnitte Q_{ei} und Q'_{ei} . In dem Querschnitt Q_{ei} , der die Energieübertragung von den Elektronen auf die Ionen beschreibt, wird allein die Debye-Abschirmung der Ionen durch die Elektronen berücksichtigt. Bei dem Querschnitt Q'_{ei} , der in die Elektronenbeweglichkeit im elektrischen Feld eingeht, wird nach /7/ eine Debye-Abschirmung durch die Ionen und die Elektronen angesetzt. ρ_0 ist ein Korrekturfaktor, der die höheren Näherungen in der Chapman Enskog Theorie für die elektrische Leitfähigkeit σ berücksichtigt und für den nach /37/ gilt:

$$\rho_0 = \frac{A^2 + 1,697 \cdot A + 0,697}{0,517 \cdot A^2 + 2,019 \cdot A + 0,644} \quad (6.30)$$

$$\text{mit: } A = \frac{N_L Q'_{ei}}{N_F Q_{ef}}$$

Die Coulombquerschnitte lassen sich mit den bei Kihara und

Aono /38/ angegebenen Gleichungen bestimmen.

$$Q_{ei} = \frac{\pi}{2} \frac{e^4}{(KT_e)^2 (4\pi\epsilon_0)^2} \ln \Lambda \quad (6.31)$$

$$\ln \Lambda = \ln \left[\frac{4KT_e}{(1,781 \cdot e)^2 4\pi\epsilon_0 \rho_D} \right] - \frac{1}{2} \quad (6.32)$$

$$\rho_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 K}{e^2 \left[\frac{n_{eK}}{T_g} + \frac{n_{eH}}{T_e} \right]}} \quad (6.33)$$

Analog dazu läßt sich der in Gleichung 6.29 benötigte Coulombquerschnitt Q'_{ei} bestimmen. Dazu wird der Debye-Radius ρ_D aus Gleichung 6.33 durch den Debye-Radius ρ'_D aus Gleichung 6.34 ersetzt.

$$\rho'_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 K}{e^2 \left[\frac{N_L}{T_g} + \frac{n_{eK}}{T_g} + \frac{n_{eH}}{T_e} \right]}} \quad (6.34)$$

Nach /39/ ist der Coulombquerschnitt für die Wechselwirkung zwischen den Elektronen und den positiven Ionen größer als der Querschnitt für die Wechselwirkung zwischen den Elektronen und den negativen Ionen. Für

$$T^+ = \frac{KT_e 4\pi\epsilon_0 \rho_D}{e^2} > 20; \quad (T^+ \sim \Lambda) \quad (6.35)$$

ist der Unterschied jedoch kleiner als 10%. Da diese Bedingung im Fluorbogen auf jeden Fall erfüllt ist, wurde der Unterschied zwischen den beiden Querschnitten vernachlässigt und für die Ionendichte in Gleichung 6.29 $N_L = N^+ + N^-$ eingesetzt.

Nach Umformung von Gleichung 6.29 ergibt sich dann für den Stoßquerschnitt Q_{ef} :

$$Q_{ef} = \frac{1}{N_F} \left[\sqrt{\frac{N_L^2}{4} (Q_{ei} - Q'_{ei})^2 + \frac{C}{T_e(T_e - T_g)} p_g} - \frac{N_L}{2} (Q_{ei} + Q'_{ei}) \right] \quad (6.36)$$

mit: $C = \frac{3\pi}{32} \frac{M_F}{4m_e} \left[\frac{eE}{K} \right]^2$

In Abb. 6.11 ist der Temperaturverlauf des Stoßquerschnittes aufgetragen. Für die Achse der Entladung ergibt sich ein Wert von

$$Q_{ef} = 2,1 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2$$

Wegen der Vernachlässigung der unelastischen Stöße stellt der aus Gleichung 6.29 ermittelte Querschnitt Q_{ef} eine obere Grenze dar.

Die ermittelten Werte für den Querschnitt stimmen näherungsweise mit den bei Robinson /40/ angegebenen theoretischen Werten überein.

6.5.1 Diskussion des Stoßquerschnittes

Mit Kenntnis des Stoßquerschnittes Q_{ef} besteht die Möglichkeit, über die elektrische Leitfähigkeit σ den elektrischen Leitwert G der Fluorentladung zu bestimmen.

Die Stromdichte j in einem Lichtbogen setzt sich additiv aus der Drift v_D der am Stromtransport beteiligten Teilchensorten zusammen.

$$j = e \sum_i (N_i v_{Di}) = \sigma E \quad (6.37)$$

Damit setzt sich aber auch die elektrische Leitfähigkeit σ aus der Summe der Teilleitfähigkeiten zusammen, die durch

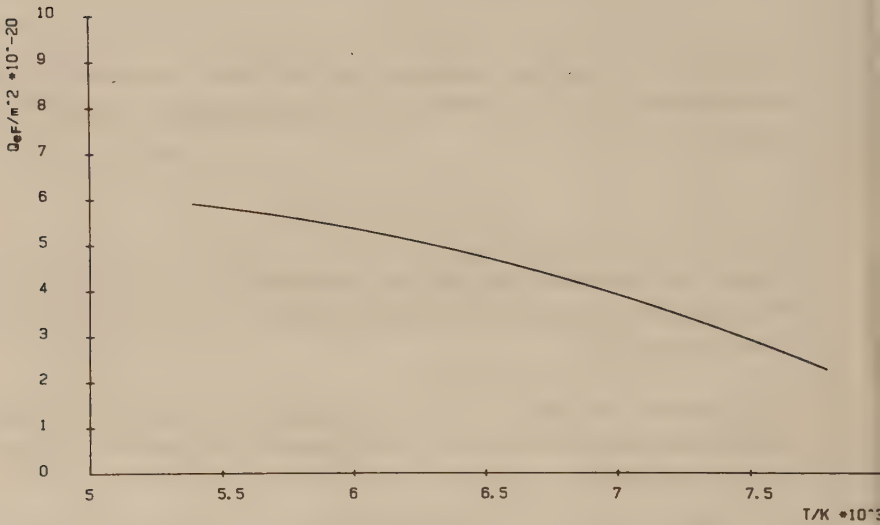


Abb. 6.11: Temperaturverlauf des Stoßquerschnittes Q_{ef} zwischen Fluoratomen und freien Elektronen.

die am Stromtransport beteiligten Komponenten erzeugt werden. Zur Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit σ gehen wir von den Kraftgleichungen für ein Lichtbogenplasma aus /41/.

$$\sum_i \sum_k [N_i N_k \varepsilon_{ik} (v_i - v_k)] = eE \quad (6.38)$$

Die Indizes i und k stehen hierin für die beteiligten Teilchensorten. Bei der Lösung der Gleichungen wurden in dieser Arbeit folgende Teilchensorten berücksichtigt:

1. die heißen Elektronen
2. die kalten Elektronen
3. die negativen Ionen
4. die positiven Ionen
5. die Fluoratome

Für die Volumenreibungskräfte ε_{ik} der verschiedenen Teilchensorten ergibt sich aus der kinetischen Gastheorie:

$$\varepsilon_{ik} = \frac{8}{3} Q_{ik} \sqrt{\frac{2KT}{\pi} \frac{m_i m_k}{m_i + m_k}} \quad (6.39)$$

Hierin steht neben dem Wirkungsquerschnitt Q_{ik} und der Temperatur T die reduzierte Masse $m_i m_k / (m_i + m_k)$. Im Falle der Reibung von Elektronen mit schweren Teilchen ist die reduzierte Masse ungefähr gleich der Elektronenmasse m_e . Im Falle der Reibung von schweren Teilchen untereinander ist die reduzierte Masse gleich der halben Atommasse M_F . Die Wechselwirkung der Elektronen der heißen Komponente mit den Elektronen der kalten Komponente wurde bei der Lösung der Kraftgleichungen vernachlässigt. Desgleichen wurden alle Terme der Ordnung $\sqrt{m_e/M_F}$ gegenüber den Termen ohne diesen Faktor vernachlässigt. Für die durch die Elektronen erzeugte elektrische Leitfähigkeit ergibt sich dann:

$$\sigma = \frac{3}{8} e^2 \sqrt{\frac{\pi}{2m_e K}} \left[\frac{1}{\sqrt{T_{eH}}} \frac{n_{eH}}{N_F \cdot Q_{eF} + N_L \cdot Q_{eHL}} p_{\sigma} + \frac{1}{\sqrt{T_{eK}}} \frac{n_{eK}}{N_F \cdot Q_{eF} + N_L \cdot Q_{eKL}} p_{\sigma} \right] \quad (6.40)$$

Diese Gleichung entspricht der bekannten Langevin-Formel für die elektrische Leitfähigkeit. Der erste Summand berücksich-

tigt dabei den Beitrag der heißen Elektronenkomponente und der zweite Summand den Beitrag der kalten Elektronenkomponente. In dieser Gleichung nicht berücksichtigt ist der Beitrag der Ionen zum Stromtransport. Da in ihn das Verhältnis aus der Elektronenmasse m_e zur Atommasse M_f eingeht, ist er jedoch kleiner als 10%. Mit dem aus dem Unterschied zwischen T_e und T_g bestimmten Wert für den Stoßquerschnitt Q_{ef} kann damit die elektrische Leitfähigkeit von Fluor berechnet werden. Ihr radialer Verlauf ist in Abb. 6.12 dargestellt. Für kleine $\ln A$ (bei der Bestimmung der Coulombquerschnitte) sind bei Kruger und Mitchner /32/ Korrekturfaktoren angegeben. Sie berücksichtigen den Grad der Debye-Abschirmung der Coulombpotentiale und sind bei der Auswertung berücksichtigt worden.

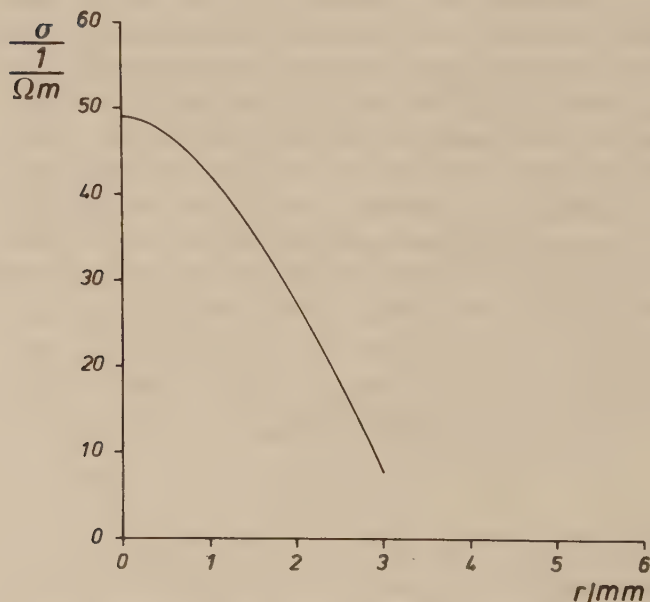


Abb. 6.12: Radialer Verlauf der elektrischen Leitfähigkeit

Mit Kenntnis der elektrischen Leitfähigkeit läßt sich nach der Beziehung

$$G_0 = \int \sigma \cdot 2\pi r \, dr \quad (6.41)$$

der elektrische Leitwert G des Lichtbogens bestimmen. Es ergibt sich dabei ein Wert von $G_0 = 7,5 \cdot 10^{-4} \frac{\text{m}}{\Omega}$. Bestimmt man andererseits den Leitwert des Bogens aus Strom-Feldstärkenmessungen, so ergibt sich ein Wert von $G_{\text{el}} = 1,2 \cdot 10^{-2} \frac{\text{m}}{\Omega}$. Dieser Wert ist um einen Faktor 16 größer als der aus der elektrischen Leitfähigkeit σ bestimmte Wert. Diese Diskrepanz kann nicht auf Meßungenauigkeiten zurückgeführt werden. Alternativ dazu wurde in Gleichung 6.40 für die elektrische Leitfähigkeit ein konstanter temperaturunabhängiger Wert für Q_{ef} eingesetzt und dieser so lange variiert, bis sich mit Gleichung 6.41 der gemessene Leitwert ergab. Für einen Wert von $Q_{\text{ef}} = 2,3 \cdot 10^{-22} \text{ m}^2$ stimmte der berechnete mit dem gemessenen Leitwert überein. Dieser Wert ist zum einen unrealistisch niedrig, zum anderen ergibt sich damit ein radialer Verlauf der elektrischen Leitfähigkeit, der in der Achse der Entladung ein Minimum hat und zum Rand hin steigt, was jedoch physikalisch unsinnig ist. Es hat daher den Anschein, daß in einem Fluor-Lichtbogen bisher ungeklärte Effekte auftreten, die bei den etablierten Gleichungen für die elektrische Leitfähigkeit nicht berücksichtigt werden.

6.6 Fehlerbetrachtung der spektroskopischen Messungen

Neben dem bei der Absoluteichung des Fluor-Affinitätskontinuums auftretenden Meßfehler, liegt die größte Unsicherheit der Auswertung in den Absolutwerten der benutzten atomaren Größen.

Bei der Bestimmung der Elektronentemperatur T_e aus dem Ver-

hältnis zweier atomarer Fluorlinien gehen die Übergangswahrscheinlichkeiten dieser Linien ein. Für die in den NBS-Tabellen /29/ angegebene Übergangswahrscheinlichkeit der Fluorlinie bei $\lambda = 634,8 \text{ nm}$ gibt Wiese eine Unsicherheit von 50% an. Neuere Messungen von Vujnovic und Burshtein /31/ für diese Übergangswahrscheinlichkeit weichen nur um 8% von dem bei Wiese angegebenen Wert ab. Die tatsächliche Unsicherheit für den Wert dieser Übergangswahrscheinlichkeit liegt daher in der Größenordnung dieser Abweichung. Die Unsicherheit der Übergangswahrscheinlichkeit der Linie bei $\lambda = 601,5 \text{ nm}$ beträgt 24%. Gegenüber diesen Unsicherheiten spielt der Meßfehler, der bei der Messung der Linienemissionskoeffizienten entsteht, eine untergeordnete Rolle. Er setzt sich aus der Unsicherheit bei der Subtraktion des Untergrundes sowie der Meßungenauigkeit des OMA II-Systems zusammen. Da sich die Linien scharf aus dem Untergrund herausheben, läßt sich dieser sehr genau ermitteln und subtrahieren. Systematische Fehler des OMA II-Systems fallen bei der in Kapitel 5.2.2.2 beschriebenen Eichung heraus. Die Meßungenauigkeit des OMA II-Systems wurde durch die Streuung mehrerer unabhängiger Messungen um einen Mittelwert ermittelt. Sie beträgt für die Linienemissionskoeffizienten ca. 3%. Da diese Unsicherheiten nur mit ihrem Logarithmus in die Temperaturbestimmung eingehen, resultiert daraus für die Elektronentemperatur ein Gesamtfehler von 11%. Andererseits stimmt diese Elektronentemperatur sehr gut mit der aus dem Abfall des F^- -Kontinuums ermittelten Elektronentemperatur der heißen Elektronengruppe überein. In diese Temperaturbestimmung geht als Meßgröße nur der relative Verlauf des Emissionskoeffizienten und als atomare Größe der relative Verlauf des Ablösequerschnittes von Fluor ein. In /33/ sind eine Messung und zwei theoretische Ergebnisse für diesen Querschnitt verglichen worden; dabei hat sich ergeben, daß die relativen Verläufe weitgehend übereinstimmen. Der Meßfehler bei der Bestimmung des Verlaufs des Emissionskoeffizienten in Abhängigkeit von der

Wellenlänge ist ebenfalls sehr gering. Die einzige Unsicherheit ergibt sich bei der Subtraktion des Untergrundes, dessen Verlauf als Funktion der Wellenlänge nicht bekannt ist. Er wurde in dieser Arbeit durch eine Gerade angenähert, durch die der Untergrund oberhalb von 365 nm vor der Einsatzzkante des Affinitätskontinuums über diese Einsatzzkante hinaus zu kürzeren Wellenlängen hin extrapoliert wird (siehe Abb. 6.3). Der maximale Fehler, der durch die Subtraktion des Untergrundes bei der Messung des Emissionskoeffizienten entstehen kann, ist jedoch kleiner als 5%. Für die Temperatur bedeutet dies eine Genauigkeit von 0,3%. Die Meßgenauigkeit des OMA II-Systems wurde wiederum durch die Streuung verschiedener Messungen abgeschätzt, die unabhängig voneinander durchgeführt und ausgewertet wurden. Bei dem in Abb. 6.5 dargestellten Boltzmannplot handelt es sich um den Mittelwert von 120 Einzelmessungen. Die Unsicherheit der ermittelten Temperatur aufgrund der Streuung beträgt darin für die Temperatur T_H 2% und für die Temperatur T_R 0,4%. Als Gesamtfehler ergibt sich damit für die Temperaturbestimmung ein maximaler Fehler von weniger als 3%.

Bei der Bestimmung der Ladungsträgerdichte aus der Halbwertsbreite von H_β ergibt sich der zu erwartende Fehler aus der Unsicherheit des Absolutwertes der reduzierten Halbwertsbreite α_H sowie aus dem Auflösungsvermögen des Monochromators. In /36/ ist die Genauigkeit der reduzierten Halbwertsbreite mit 2% angegeben. Für die Ladungsträgerdichte ergibt sich dadurch ein Fehler von 3%. Der durch die Breite des Monochromatorspaltes bedingte Fehler liegt bei 8%. Als Gesamtfehler ergibt sich damit für die Messung der Ladungsträgerdichte eine Unsicherheit von 11%.

Im Gegensatz zur Temperaturbestimmung geht bei der Elektrendichtebestimmung aus dem F^- -Kontinuum sowohl der Absolutwert des Emissionskoeffizienten als auch der Absolutwert des

Ablösequerschnittes ein. In /33/ ist die Unsicherheit des Ablösequerschnittes mit 25% angegeben. Zur Bestimmung der Unsicherheit der Absoluteichung wurde eine Deuteriumlampe mit einem argon-mini-arc sowie einer Wolframbandlampe in absoluten Einheiten kalibriert und diese mit der vom Hersteller gemessenen und in /26/ angegebenen Strahlungsleistung verglichen. Es ergibt sich dabei für den Wellenlängenbereich von 250 bis 400 nm eine mittlere Abweichung von 4%. Zu den Unsicherheiten durch die Kalibrierung und die Extrapolation des Untergrundes kommt hinzu, daß dem Affinitätskontinuum unterhalb von 270 nm - das entspricht einer Elektronengeschwindigkeit von $u > 6,3 \cdot 10^5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ - CF-Banden überlagert sind. Deshalb wurde die Geschwindigkeitsverteilung oberhalb von $6,3 \cdot 10^5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ entsprechend der zweiten, weniger steilen Geraden des Boltzmannplots fortgesetzt. Dies ist sicherlich näherungsweise richtig, wie auch die formale Umrechnung des gemessenen Emissionskoeffizienten aus F^- -Kontinuum + CF-Banden (Abb. 6.6) in eine Geschwindigkeitsverteilungsfunktion oberhalb von $u = 6,3 \cdot 10^5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ zeigt. Über den dabei genau gemachten Fehler läßt sich jedoch keine Aussage machen.

Bei der zur Bestimmung des Stoßquerschnittes Q_{ef} herangezogenen Gleichung 6.29 gehen als Meßgrößen die Verläufe der Elektronen- sowie der Gastemperatur und die aus H_β bestimmte Ionendichte ein. Elektronendichten werden nicht benötigt. Da, wie oben gezeigt, die Temperaturmessungen sowie die Messung der Ionendichte sehr genau sind, liegt die größte Unsicherheit bei der Bestimmung von Q_{ef} darin, daß in Gleichung 6.29 nur die Energieübertragung durch elastische Stöße zwischen den Elektronen und den schweren Teilchen berücksichtigt wird. Unelastische Stöße und sonstige Energieverluste der Elektronen werden vernachlässigt. Falls jedoch, was nicht ausgeschlossen werden kann, die Energieübertragung durch unelastische Stöße in der Energiebilanz der Elektronen

einer Fluorentladung nicht vernachlässigt werden kann, würde Gleichung 6.29 einen zu großen Wert für den Stoßquerschnitt liefern. Der mit dieser Gleichung ermittelte Wert für den Stoßquerschnitt Q_{ef} zwischen Fluoratomen und freien Elektronen ist daher als ein oberer Grenzwert anzusehen.

7. Anhang

A. Bestimmung der Meßfehler aufgrund der Strahlablenkung

Für den Verlauf eines Lichtstrahls in einem Brechungsindexfeld gilt nach /14/

$$\frac{d}{ds} \left[n \frac{dr}{ds} \right] = \text{grad } n \quad (\text{A.1})$$

Unter der Voraussetzung, daß der einfallende Lichtstrahl parallel zur Bogenachse gerichtet und $\text{grad } n$ nur eine Komponente senkrecht zur Bogenachse hat, ist die Bestimmung der Ablenkung der Lichtstrahlen in /11/ durchgeführt worden. Betrachtet man den Strahlverlauf in einer y, z -Ebene, so läßt sich für Gleichung A1 schreiben:

$$\frac{d}{ds} \left[n(y) \frac{dy}{ds} \right] = \frac{dn}{dy} \quad (\text{A.2})$$

Unter Berücksichtigung der Beziehung

$$ds = \sqrt{1 + \left[\frac{dy}{dz} \right]^2} dz \quad (\text{A.3})$$

ergibt sich daraus die Differentialgleichung

$$\frac{y'' dy}{1 + (y')^2} = \frac{dn}{n} \quad \text{mit: } y' = \frac{dy}{dz} \quad y'' = \frac{d^2 y}{dz^2} \quad (\text{A.4})$$

Diese Differentialgleichung ist in /11/ mit den Randbedingungen $y(0) = y_0$; $y'(0) = 0$; $n(y_0, z=0) = n_0$ und dem Ansatz einer linearen Änderung des Brechungsindexgradienten der Form

$$n(y) = n_0 + n'(y - y_0) \quad (\text{A.5})$$

gelöst worden. Als Ergebnis ergibt sich daraus eine Beziehung zwischen dem Brechungsindexgradienten und der

Strahlversetzung $y - y_0$ am Ort z

$$y - y_0 = \frac{1}{2} \left[\frac{n'}{n_0} \right] z^2 \quad (\text{A.6})$$

Für die optische Weglänge

$$S(y) = \int_0^1 n(y) \, ds \quad (\text{A.7})$$

ergibt sich dann /11/

$$\begin{aligned} S(y) &= \int_0^1 n_0 \left[1 + \left[\frac{n'}{n_0} \right]^2 z^2 \right] dz \\ &= n_0 \left[1 + \frac{1}{3} \left[\frac{n'}{n_0} \right]^2 l^2 \right] \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Da in dieser Arbeit die Differenz der optischen Weglängen zweier unterschiedlich langer Lichtbögen gemessen wird, gilt für den gemessenen optischen Weg der Differenzlänge $\Delta l = l_1 - l_2$

$$\Delta S = n_0 (l_1 - l_2) + \frac{1}{3} \frac{n'^2}{n_0} (l_1^3 - l_2^3) \quad (\text{A.9})$$

Der zweite Summand dieser Gleichung beschreibt die Abweichung der optischen Weglänge aufgrund der Strahlablenkung. Bei einem gemessenen maximalen Brechungsindexgradienten von $5 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ ergibt sich daraus ein maximaler Fehler von

$$\frac{1}{3} \frac{n'^2}{n_0} (l_1^3 - l_2^3) = 1,7 \cdot 10^{-8} \text{ m} \quad (\text{A.10})$$

Durch Differentiation von Gleichung A.9 nach y ergibt sich die Meßgröße für die Differentialinterferometrie.

$$\frac{d}{dy} \Delta S = n_0' (l_1 - l_2) + \frac{2}{3} \frac{n' n''}{n_0} (l_1^3 - l_2^3) \quad (\text{A.11})$$

Der zweite Summand dieser Gleichung beschreibt die Abweichung des Gradienten der optischen Weglänge aufgrund der Strahlablenkung. Unter der Voraussetzung von $n'_0 = n'$ ergibt sich ein relativer Fehler aufgrund der Strahlablenkung von:

$$F = \frac{2}{3} \frac{n''}{n_0} \frac{l_1^3 - l_2^3}{l_1 - l_2} < 0,03 \quad (\text{A.12})$$

B. Exemplarische Berechnung von $n_e \cdot f_e(u) \cdot 4\pi u^2$

Die Berechnung des Integranten zur Bestimmung der Elektrendichte nach Gleichung 6.18 wird im folgenden als Beispiel für die Wellenlänge von $\lambda = 340 \text{ nm}$ durchgeführt.

Die mit dem OMA II-System gemessene Intensität des Fluor-Affinitätskontinuums beträgt $I_F(\lambda=340 \text{ nm}) = 3745 \text{ Counts}$. Die Kalibrierung dieses Spektrums in absoluten Einheiten ist mit einer Deuteriumlampe durchgeführt worden, die bei dieser Wellenlänge eine Strahlungsdichte von $24,73 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{nm} \cdot \text{sr})$ hat (siehe Abb. 5.5). Die mit dem OMA II-System gemessene Intensität der Deuteriumlampe beträgt $I_D(\lambda=340 \text{ nm}) = 3620 \text{ Counts}$. Aus dem Verhältnis der gemessenen Intensität zu der gegebenen Strahlungsdichte resultiert die spektrale Empfindlichkeitsfunktion $S(\lambda)$. Bei dieser Wellenlänge ergibt sich dabei ein Wert von $S(\lambda=340 \text{ nm}) = 146,38 \text{ Counts} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{nm} \cdot \text{sr} \cdot \text{W}^{-1}$. Für die Korrekturfaktoren $K_A(\lambda)$ und $K_S(\lambda)$, die aus dem Transmissionsvermögen des UV-Achromaten bzw. des Saphirfensters resultieren (siehe Abschnitt 5.2.2.2), wurden Werte von $K_A(\lambda=340 \text{ nm}) = 1,25$ und $K_S(\lambda=340 \text{ nm}) = 1,22$ gemessen. Für die spektrale Empfindlichkeitsfunktion ergibt sich damit:

$$S'(\lambda) = S(\lambda) \frac{K_A(\lambda)}{K_S(\lambda)} \quad (\text{B.1})$$

$$S'(\lambda=340 \text{ nm}) = 149,98 \frac{\text{Counts} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{nm} \cdot \text{sr}}{\text{W}}$$

Mit Kenntnis der spektralen Empfindlichkeitsfunktion läßt sich nun die gemessene Intensität des Fluor-Affinitätskontinuums in absoluten Einheiten kalibrieren.

$$I_{\text{abs}}(\lambda) = \frac{I_{\text{gem}}(\lambda)}{S'(\lambda)} \quad (\text{B.2})$$

$$I_{\text{abs}}(\lambda=340 \text{ nm}) = 24,97 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{nm} \cdot \text{sr}}$$

Der Emissionskoeffizient des F^- -Kontinuums errechnet sich nach Gleichung 6.13 aus der gemessenen Strahlungsdichte bezogen auf die Länge $l = 180 \text{ mm}$ des Lichtbogens. Es ergibt sich dabei ein Wert von $\varepsilon_\lambda(\lambda=340 \text{ nm}) = 1,39 \cdot 10^{11} \text{ W}/(\text{m}^4 \cdot \text{sr})$.

Zur Berechnung des Integranten aus Gleichung 6.18 bestimmen wir zunächst die Funktion $n_e \cdot f_e(u)$ nach Gleichung 6.17

$$n_e \cdot f_e(u) = \frac{\varepsilon_0}{g} \frac{1}{N_F} \frac{m_e^3 \lambda^5}{h^4 c^2} \frac{\varepsilon_\lambda}{\sigma_v} \quad (\text{B.3})$$

Mit den Eingangsgrößen

$$\begin{aligned} h &= 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Js} & g_0 &= 6 & N_F &= \frac{P}{KT_g} = 1,88 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3} \\ c &= 2,998 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1} & g^- &= 1 \\ m_e &= 9,109 \cdot 10^{-31} \text{ kg} & \text{mit: } P &= 1,013 \cdot 10^5 \text{ Pa} \\ & & K &= 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1} \\ & & T_g &= 3900 \text{ K} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \lambda &= 340 \text{ nm} \\ \sigma_v &= 3,45 \cdot 10^{-22} \text{ m}^2 \quad (\text{siehe Abb. 6.4}) \\ \varepsilon_\lambda &= 1,39 \cdot 10^{11} \text{ Wm}^{-4} \text{ sr}^{-1} \end{aligned}$$

erhält man:

$$n_e \cdot f_e(u) = 2,56 \cdot 10^2 \text{ sm}^{-6}$$

Aus der kinetischen Energie der Elektronen

$$\frac{1}{2} m_e u^2 = \frac{hc}{\lambda} - E_a \quad (\text{B.4})$$

folgt für ihre Geschwindigkeit:

$$u = \sqrt{\frac{2}{m_e} \left[\frac{hc}{\lambda} - E_a \right]} \quad (\text{B.4})$$

Mit einer Anlagerungsenergie von $E_a = 3,448 \text{ eV}$ ergibt sich bei einer Wellenlänge von $\lambda = 340 \text{ nm}$ eine Elektronengeschwindigkeit von $u = 2,62 \cdot 10^5 \text{ ms}^{-1}$. Der Integrant aus Gleichung 6.18 berechnet sich dann zu:

$$n_e \cdot f_e(u) \cdot 4\pi u^2 = 2,21 \cdot 10^{14} \frac{\text{s}}{\text{m}}$$

C. Bestimmung der Driftgeschwindigkeit der Elektronen aufgrund des elektrischen Feldes

Nach /32/ ist die Driftgeschwindigkeit v_D das Produkt aus

$$v_D = \mu_e E \quad (C.1)$$

der Feldstärke E und der Beweglichkeit μ_e der Elektronen.
Mit

$$\mu_e = \frac{3}{8} \sqrt{\frac{\pi}{2m_e k T_e}} \frac{e}{N_F \cdot Q_{ef} + N_L \cdot Q_{ei}} p_\sigma \quad (C.2)$$

erhält man für die Driftgeschwindigkeit der Elektronen:

$$v_D = \frac{3}{8} E \sqrt{\frac{\pi}{2m_e k T_e}} \frac{e}{N_F \cdot Q_{ef} + N_L \cdot Q_{ei}} p_\sigma \quad (C.3)$$

Mit dem in Abschnitt 6.4 bestimmten Wert für den Stoßquerschnitt Q_{ef} ergibt sich für die Driftgeschwindigkeit der heißen Elektronenkomponente v_{DH} sowie der kalten Elektronenkomponente v_{DK} in der Achse der Entladung:

$$v_{DH} = 2,5 \cdot 10^4 \frac{m}{s}$$

$$v_{DK} = 1,6 \cdot 10^4 \frac{m}{s}$$

Die gegenüber den heißen Elektronen geringere Driftgeschwindigkeit der kalten Elektronen ist auf die größeren Coulombquerschnitte zurückzuführen.

Literaturverzeichnis

- /1/ Firmenschrift,
KC-Fluor F₂,
Kali-Chemie AG
- /2/ O. Ruff, O. Bretschneider,
Die Reaktionsprodukte der verschiedenen Kohlenstoffformen
mit Fluor II (Kohlenstoff-monofluorid),
Zeitschrift für anorganische und allgemeine Chemie, 217,
1-18, 1934
- /3/ J. Mentel,
Untersuchung der Wendelinstabilität an einem
wandstabilisierten Wasserstoffbogen,
Zeitschrift für Naturforschung, 26a, 526-538, 1971
- /4/ A. N. Zaidel, V. K. Prokof'ef, S. M. Raiskii,
V. A. Slavnyi, E. Ya. Shreider,
Tables of Spectral Lines,
IFI/Plenum, New York 1970
- /5/ T. L. Porter,
Emission Spektrum of Molekular Fluorine,
Journal of Chemical Physics, 48, 5, 1968
- /6/ K. P. Huber, G. Herzberg,
Molecular Spectra and Molecular Structure, Band IV,
Constants of Diatomic Molecules,
New York 1979
- /7/ K. Behringer, W. Kollmar, J. Mentel,
Messung der Wärmeleitfähigkeit von Wasserstoff zwischen
2000 und 7000 K,
Zeitschrift für Physik, 215, 127-151, 1968

- /8/ O. Zinke,
Widerstände, Kondensatoren, Spulen
und ihre Werkstoffe,
Berlin 1965
- /9/ Firmenschrift,
Technische Information; Photographische Materialien für
die Holographie,
Agfa-Gevaert
- /10/ H. M. Smith,
Holographic Recording Materials,
Berlin 1977
- /11/ A. Kurtz,
Messung der Wärmeleitfähigkeit von Cl_2 und O_2 im
Temperaturbereich thermischer Dissoziation,
Dissertation, Bochum 1982
.
- /12/ A. Kurtz, J. Mentel,
The thermal Conductivity of Cl_2 and O_2 in the
dissociation region measured by optical interferometry
II: Evaluation of the thermal conductivity from
interferometric data,
J. Phys. D: Appl. Phys., 17, 1343-1348, 1984
- /13/ W. Frie,
Gasgleichgewichte,
Ein Rechenprogramm und seine Anwendung,
Siemens Aktiengesellschaft, Berlin-München 1979
- /14/ M. Born, E. Wolf,
Principles of Optics,
Pergamon Press, 1975

- /15/ D. R. Bates,
Atomic And Molecular Physics,
Vol. 13, New York 1977
- /16/ D. I. Blochinzew,
Grundlagen der Quantenmechanik,
Frankfurt 1966
- /17/ D. F. Penning u.a.,
Index of refraction of HF and F₂,
J. Chem. Phys., 59, 2496-2497, 1973
- /18/ JANAF,
Thermochemical Tables,
Second Edition, 1971
- /19/ E. Wick, E. U. Franck,
Physikalisch-chemische Eigenschaften des Fluors,
Angew. Chem., 22, 701-710, 1958
- /20/ U. Leimkötter,
Aufbau und Betrieb eines rechnergesteuerten Meßplatzes
zur Erfassung spektroskopischer Meßdaten,
Diplomarbeit, Ruhr-Universität Bochum, Lehrst. AEEO, 1985
- /21/ E. Dwight, Ph. D. Gray,
American Institute of Physics Handbook,
New York 1972
- /22/ B. Zimmermann,
Experimentelle Untersuchungen und Modellbildung zur
selektiven Strahlungsemission dotierter Blitzlampen.
Dissertation, Bochum 1984

- /23/ H. Magdeburg, U. Schley,
Spektralphotometrische Eigenschaften des Niederstrom-
Kohleboogens,
Zeitschrift für angewandte Physik, 20, 5, S 456-473,
1966
- /24/ A. T. Hattenburg,
Spectral Radiance of a Low Current Graphite Arc,
Applied Optics, 16, 1, 95-100, 1967
- /25/ J. M. Bridges, W. R. Ott,
Vacuum ultraviolet radiometry. 3.: The argon mini-arc as
a new secondary standard at spectral radiance,
Applied Optics, 16, 2, 367-376, 1977
- /26/ Firmenschrift,
Anleitung für die Deuteriumlampe D 200,
Heraeus Quarzlampen GmbH
- /27/ S. Bashkin, J. O. Stoner Jr.,
Atomic Energy Levels and Grothian Diagrams
Vol. I: Hydrogen I - Phosphorus XV,
Amsterdam 1975
- /28/ J. Richter, D. Schlüter,
Private Mitteilung,
Universität Kiel
- /29/ W. L. Wiese, G. A. Martin,
Wavelengths and Transitions Probabilities for Atoms
and Atomic Ions,
Part II: Transition Probabilities,
US Department of Commerce, 1980

- /30/ G. Baruschka, E. Schulz-Gulde,
Transition Probabilities for FI Lines from Wall-
stabilized Arc Measurements,
Astron. & Astrophys., 44, 335 - 342, 1975
- /31/ V. Vujnovic, M.L. Burshtein,
Absolute scale of transition probabilities in neutral
fluorine,
Astron. & Astrophys., 151, 442 - 446, 1985
- /32/ M. Mitchner, H. Charles, Jr. Kruger,
Partially Ionized Gases,
New York 1973
- /33/ A. Mandel,
Electron Photodetachment Cross Section of the Negative
Ion of Fluorine,
Physical Review A, 3, 1, 251-255, 1971
- /34/ T. L. Porter, D. E. Mann, N. Acquista,
Emission Spectrum of CF,
Journal of Molecular Spectroscopy, 16, 228-263, 1965
- /35/ H. R. Griem,
Plasma Spectroscopy,
McGraw-Hill Inc., 1964
- /36/ V. Helbig, K.-P. Nick,
Investigation of the Stark broadening of Balmer beta,
J. Phys. B: At. Md. Phys., 14, 3573 - 3583, 1981
- /37/ W. Hermann, A. Monterde-Garcia,
Bestimmung von Wirkungsquerschnitten aus Messungen an
zylindrischen Kaskadenbögen,
Zeitschrift für Physik, 205, 313-327, 1967

- /38/ T. Kihara, O. Aono,
Unified Theory of Relaxations in Plasmas,
I. Basic Theorem,
J. Phys. Soc. Japan, 18, 837 - 851, 1963
- /39/ E. A. Mason, R. J. Munn, F. J. Smith,
Transport Coefficients of Ionized Gases,
Physics of Fluids, 10, 1827 - 1832, 1967
- /40/ E. J. Robinson, S. Geltman,
Single- and Double-Quantum Photodetachment of Negative
Ions,
Physical Review, 153, 1, 4-8, 1967
- /41/ A. Schlüter,
Dynamik des Plasmas I und II,
Z. Naturforschung, 5a, 72-78, 1950 und 6a, 73-78, 1951

LEBENS LAUF

5. 4. 1955	geboren in Unna/Westfalen
1961 - 1965	Besuch der Volksschule
1965 - 1975	Besuch des Friedrich-Bährens-Gymnasiums in Schwerte Abschluß: Abitur
1975 - 1976	Grundwehrdienst
1976 - 1982	Studium an der Ruhr-Universität Bochum Fachrichtung: Elektrotechnik Abschluß: Diplom-Ingenieur
1983 - 1987	wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehr- stuhl für Allgemeine Elektrotechnik und Elektrooptik an der Ruhr-Universität Bochum

